

**Belastung schlanker zylindrischer Pfahlbauwerke durch nicht brechende und  
brechende Wellen**

- Großmaßstäbliche Laborversuche und theoretische Untersuchungen -

Von der  
Fakultät Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines  
**Doktoringenieurs (Dr.-Ing.)**

genehmigte

**Dissertation**

von  
Kai Irschik  
geboren am 16.06.1973  
aus Hannover

Eingereicht am 21. Mai 2012  
Disputation am 06. November 2012

Berichterstatter Prof. Dr.-Ing. Hocine Oumeraci  
Prof. Dr.-Ing. Íñigo J. Losada

2013



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinen Dank an die FZK Besatzung aussprechen: Herr Grüne, Dr. Sparboom, Herr Schmidt-Kopenhagen, Herr Junge, Herr Malewski sowie ganz besonders Jan Wienke. Für die Unterstützung während der Versuche, aber auch für eine schöne Zeit. Dank auch an die ehemaligen Studenten Antje Schmidt und Nils Pfennig für Ihren Einsatz. Weiteren Dank gebührt Dr. Schimmels für die Durchführung zusätzlicher Tests im GWK zur Verifizierung des Brechkriteriums.

Und natürlich sei Prof. Losada für die Übernahme des Zweitberichters gedankt. Herzlichen Dank an Prof. Dinkler und Prof. Peil für die Kompletierung des Prüfungsgremiums.

Außergewöhnliche Hochachtung muss ich Prof. Oumeraci entgegenbringen für sein jahrelange Unterstützung. Danke für Geduld und Hartnäckigkeit.

Die ursprüngliche Zielsetzung dieser Arbeit war die Validierung des *curling factors* unter Flachwasserbedingung sowie die Bereitstellung von Kraftkoeffizienten für steile Wellen. Es sind noch viele Kleinigkeiten hinzugekommen. Trotzdem sei allen, die das Entstehen dieser Arbeit mit verfolgen durften, ein Schmunzeln gegönnt und aufrichtigen Dank für die großzügige Geduld.

Dank an meine Frau. Diese hat gegen die von Sarpkaya eingeführte Abkürzung MOJS für die Morison Formel, mit der die Betreuer der Studentenarbeit gewürdigt werden sollen, die Unaussprechlichkeit dergleichen angeführt. Vielleicht wäre MOJoS eine Alternative.

Es liegen noch so viel Schätze in diesen Daten, die es zu Bergen gilt...

Kai Irschik

The calculations of water particle kinematics and wave celerity based on the Sobey Fourier theory used in this publication were performed with the WaveLoads software developed by the Institute of Fluid Mechanics, University of Hannover, Germany.

## Abstract

This research study aims at the contribution to the wave loading of slender cylinders. The following loading cases (LC) are distinguished: broken and breaking waves (LC1-LC4), near-breaking waves (LC5), non-breaking flat waves (LC 6). The Morison formula is commonly used for non-breaking and near breaking waves (LC5 & LC6). For breaking waves, an additional impact force takes place which is described by other theoretical formulae.

After an introductory section defining the objectives and the methodology of the study (chapter 1), the current stage of knowledge and the related models are reviewed/analysed in chapter 2. This study is primarily based on systematic large scale model tests of the wave loads on vertical and inclined ( $\alpha_{\text{cyl}} = -45^\circ, -22.5^\circ, 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$ ) slender cylinders ( $D/L < 0.07$ ) performed in the Large Wave Flume (GWK), Hannover. The tests cover a wide range of flow regimes with Keulegan-Carpenter-numbers of  $KC = 3$  to 14 and Reynolds- numbers of  $Re = 4 \cdot 10^5$  to  $1.2 \cdot 10^6$ .

Among the key result of this study, a *consistent methodology for a systematic analysis of the tests on wave loads induced by near-breaking and breaking waves on slender cylinders* is proposed. This provides the basis for the development and verification of theoretical descriptions of relevant processes. The methodology is described and successfully implemented in chapters 4 - 7.

For the classification of individual wave events two factors are considered: (i) distance of the breaking point to the cylinder front, and (ii) breaker type. For this purpose, robust methods are implemented which enable a more reliable and automated data analysis. For the force separation in a quasi-static force  $F_{\text{meas,q}}$  and a dynamic force  $F_{\text{meas,dyn}}$ , a *new robust method combining FFT and EMD filtering* has successfully been applied (chapter 4).

A further key contribution is the *analysis of the impact load, including the verification/adjustment of the theoretical 3D impact model* of Wienke & Oumeraci (2005) for depth limited wave breaking waves (chapter 5). This verification was necessary as this model was developed for wave breaking as a result of wave focusing in deeper water. In fact, the main input parameter in this model are phase velocity  $C_b$  of the wave just before breaking and *curling* factor  $\lambda$  describing the impact height as a portion of breaker height  $H_b$ . A good agreement between the predicted and measured  $C_b$  values was found and the  $\lambda$ -values determined by Wienke & Oumeraci (2005) for plunging breakers were confirmed. A slight adjustment is however required for collapsing breakers due to a steeper wave front.

The *analysis of the quasi-static load component to near breaking waves* in chapters 6 & 7 also represents a very important new contribution. The validity for very steep waves of the commonly applied Morison formula is critically discussed in chapter 6. The occurrence of significant disturbance of surface elevation  $\eta$  at and near the pile (very large run up and set down) results in high gradients of surface elevation  $\eta$  over the pile diameter  $D$  ( $d\eta/dD > 1.3$ ) though the slenderness criterion for the pile is fulfilled ( $D/L < 0.20$ ). Moreover, the analysis has shown that neglecting the asymmetry of steep waves generally leads to highly overestimated negative gradients of the resulting forces. The approach based on linear superposition shows a much higher robustness and reliability in the prediction of the force gradients. Drag and inertia coefficients are determined on the basis of the measured orbital flow and wave-induced line forces on the pile in chapter 7. Even though the agreement of measurement and prediction is remarkably good in general, the MOJS model underpredicts the maximum force up to 20% for near-breaking waves. The comparison with force coefficients recommended in the design standards, showing that adjustments of the later would be required. Modifications of the Morison formula based on potential theory were also tested which resulted in slight improvements of the prediction performance. Finally, non-linear effects such as “ringing” could be determined from the analysis of the measured surface elevation  $\eta$ .

**Keywords:** Wave loads- slender cylindrical pile- quasi-static load- near breaking waves- Morison formula- breaking waves- impact load- wave kinematics-force separation method.



## Kurzfassung

Diese Arbeit stellt einen Beitrag zur Wellenbelastung schlanker Zylindern dar. Dabei werden folgende Lastfälle (LF) unterschieden: Gebrochene und brechende Wellen (LF1-LF4), steile Wellen (LF 5) und flache Wellen (LF6). Die theoretische Beschreibung der Krafteinwirkung für die letzten beiden Lastfälle basiert auf der Morison-Formel. Für brechende Wellen tritt zusätzlich eine Druckschlagkomponente auf, die z.B. durch [WIENKE&OUMERACI 05] beschrieben wird.

Nach einer einleitenden Beschreibung der Zielsetzung und der Methodik (Kapitel 1), werden der Wissensstand und die vorliegenden Modelle im Schrifttum analysiert (Kapitel 2). Als Hauptgrundlage der Arbeit dienen großmaßstäbliche Versuche im Großen Wellenkanal (GWK), Hannover (Kapitel 3). Die Versuche decken Strömungsregime mit Keulegan-Carpenter-Zahlen von  $KC = 3$  bis 14 und Reynolds-Zahlen von  $Re = 4 \cdot 10^5$  bis  $1.2 \cdot 10^6$  ab.

Als einer der Kernbeiträge der Arbeit gilt *ein neu implementiertes Verfahren für die systematische Analyse* von Versuchen zur Belastung schlanker Zylinder durch sehr steile und brechende Wellen. Das Verfahren dient als Grundlage für die Entwicklung/Verifizierung theoretischer Beschreibungen der für die Belastung relevanten Prozesse. Das Verfahren wird in den Kapiteln 4-7 beschrieben und implementiert.

Zur Klassifikation nach *Lastfällen* der einzelnen Wellenereignisse werden zwei Einflussfaktoren berücksichtigt: (i) Distanz des Brechpunkts zur Zylinderfront  $x_b - x_{cyl}$  und (ii) Brechertyp. Hierfür werden robuste Methoden implementiert, die eine automatisierte Datenanalyse und verlässlichere Ergebnisse als bisher ermöglichen. Für die *Krafttrennung* in quasi-statischen  $F_{meas,q}$  und dynamischen Kraftanteil  $F_{meas,dyn}$  wurde ein neues robustes Verfahren erfolgreich eingesetzt, das FFT und EMD Filter kombiniert (Kapitel 4).

Als weiterer Schlüsselbeitrag folgen die Analyse des *dynamischen Kraftanteils* und die *Überprüfung des theoretischen Ansatzes zur Berechnung der Druckschlagbelastung* von [WIENKE&OUMERACI 05] *für wassertiefenbedingtes Wellenbrechen* (Kapitel 5). Die maßgeblichen Eingangsparameter in die theoretische Beschreibung der Stoßkraft  $F_{wave,s}$  sind die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$  unmittelbar vor dem Brechvorgang und sowie der *curling* Faktor  $\lambda$ , der den Druckschlagbereich als Anteil der Brecherhöhe  $H_b$  darstellt. Hier zeigte der Vergleich mit Messdaten eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Berechnung von  $C_b$ . Die von [WIENKE&OUMERACI 05] ermittelten  $\lambda$ -Werte wurden für Sturzbrecher bestätigt. Bei Kollapsbrechern<sup>1</sup> ist eine Anpassung aufgrund einer steileren Wellenfront erforderlich.

Die *Analyse des quasi-statische Kraftanteils* in den Kapiteln 6 & 7 bildet einen weiteren wichtigen Beitrag der gesamten Arbeit. Zunächst wird im Kapitel 6 die gängige Praxis bei der Anwendung der Morison-Formel kritisch diskutiert. Bei sehr steilen Wellen treten z.B. signifikante Werte für Wellenaufbau (*run-up*) und Sunk (*set-down*) auf. Somit ergeben sich, selbst bei Erfüllung des Schlankheitskriteriums ( $D/L < 0.20$ ), Gradienten der Wasserspiegelauslenkung über die Bauwerksbreite  $D$  von  $d\eta/dD > 1.3$ . Weiterhin führt die Untersuchung des Einflusses der Vernachlässigung der asymmetrischen Wellenform bei Verwendung einer periodischen Wellentheorie zu stark überschätzten negativen Gradienten der resultierenden Einwirkung. Das Verfahren der linearen Überlagerung zeigt deutlich bessere Ergebnisse der Kraftgradienten und ist in den betrachteten Fällen deutlich robuster. In Kapitel 7 werden die Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_{Dn}$  anhand der gemessenen Orbitalströmung und Linienkräfte auf das Bauwerk ermittelt. Trotz guter genereller Übereinstimmung von Messung und Berechnung, werden die Maxima sehr steiler Wellen mit dem MOJS Modell um bis 20% unterschätzt. Außerdem werden potentialtheoretische Erweiterungen der Morison-Formel getestet, die zu einer leichten Verbesserung der Vorhersage führen. Der Vergleich der ermittelten  $C_M$ - und  $C_{Dn}$ -Werten mit denen aus den Regelwerken zeigt, dass letztere korrigiert werden sollten. Abschließend konnten nicht lineare Effekte wie das sog. „*ringing*“ sehr gut anhand der gemessenen Wasserspiegelauslenkung ermittelt werden.

**Stichworte:** Seegangsbelastung - Schlanke zylindrische Bauwerke - Quasi-statische Belastung - Sehr steile Wellen - Morison-Formel - Druckschlagbelastung - Brechende Wellen - Krafttrennungverfahren.

<sup>1</sup>Aus dem Englischen ableitet von *collapsing breaker* [GALVIN 68]. Gelegentlich auch partieller Sturzbrecher genannt.



# INHALTSVERZEICHNIS

<b>ABKÜRZUNGEN UND HÄUFIG VERWENDETE SYMBOLE .....</b>	<b>XI</b>
<b>ABBILDUNGSVERZEICHNIS.....</b>	<b>XV</b>
<b>TABELLENVERZEICHNIS .....</b>	<b>XXIV</b>
<b>1 EINLEITUNG.....</b>	<b>1</b>
1.1 MOTIVATION .....	1
1.2 ZIELSETZUNG .....	2
1.3 METHODIK.....	3
<b>2 WISSENSSTAND .....</b>	<b>7</b>
2.1 WELLENKRAFT AUF SCHLANKE ZYLINDER .....	7
2.1.1 <i>Quasi-statischer Belastungsanteil <math>F_{wave,q}</math> und MOJS-Formel</i> .....	8
2.1.1.1 Kraftkoeffizienten $C_D$ und $C_M$ .....	9
2.1.1.1.1 Versuchsbedingungen.....	10
2.1.1.1.2 Strömungsform.....	11
2.1.1.1.3 Methoden zur Bestimmung der Kraftkoeffizienten .....	11
2.1.1.2 Erweiterungen der MOJS-Formel .....	13
2.1.1.3 Experimentelle Untersuchung zu den Erweiterungen der MOJS-Formel.....	15
2.1.2 <i>Dynamischer Belastungsanteil <math>F_{meas,dyn}</math> und Stoßkraft <math>F_{wave,S}</math></i> .....	16
2.1.2.1 Definition und Ermittlung der Stoßkraft $F_{wave,S}$ .....	16
2.1.2.2 Zweidimensionale Druckschlaglinienkraft.....	17
2.1.2.2.1 Vergleich bisheriger Untersuchungen im Schrifttum .....	17
2.1.2.2.2 2-D Druckschlag Approximation nach [WIENKE 01] unter Berücksichtigung des pile-up Effektes ...	20
2.1.2.3 Dreidimensionale Druckschlagskraft $F_{wave,S}$ .....	21
2.1.3 <i>Experimentelle Untersuchungen zur Belastung schlanker Zylinder durch brechende Wellen</i> .....	23
2.1.4 <i>Implikationen für die weitere Forschung</i> .....	26
2.2 WELLEN- UND BRECHERKINEMATIK.....	27
2.2.1 <i>Theorien und Modelle zur Beschreibung der Wellenkinematik</i> .....	27
2.2.1.1 Periodische Wellentheorien - regelmäßige Wellen.....	28
2.2.1.2 Periodische Wellentheorien - unregelmäßige Wellen.....	28
2.2.1.3 Linear stochastische Wellentheorien und empirische Modifikationen - unregelmäßige Wellen .....	28
2.2.1.4 Nichtlineare numerische Methoden - unregelmäßige Wellen.....	29
2.2.2 <i>Überblick über bisherige Vergleichsanalysen und experimentelle Untersuchungen der Wellenkinematik</i> .....	30
2.2.2.1 Theoretische Vergleichsanalyse .....	30
2.2.2.2 Experimentelle Untersuchungen .....	31
2.2.2.2.1 Messschwierigkeiten und Messtechnik .....	31
2.2.2.2.2 Vorliegende Untersuchungen zur Kinematik brechender Wellen.....	32
2.2.3 <i>Fazit</i> .....	34
2.3 PRÄZISIERUNG DER ZIELSETZUNG UND DES VORGEHENS .....	35
<b>3 BESCHREIBUNG DER VERSUCHE IM GROßEN WELLENKANAL (GWK) .....</b>	<b>39</b>
3.1 VERSUCHSREIHE 1: SERIE A - GWK 1998 .....	39
3.1.1 <i>Versuchsaufbau</i> .....	39
3.1.2 <i>Messtechnik und Messinstrumente</i> .....	40
3.1.3 <i>Versuchsparameter</i> .....	41
3.1.3.1 Regelmäßige Wellen .....	41
3.1.3.2 Transiente, fokussierende Wellenpakete oder Gauss'sche Wellenpakete.....	41
3.2 VERSUCHSREIHE 2: SERIE B - GWK 2000 .....	42

3.2.1	<i>Versuchsaufbau</i> .....	42
3.2.2	<i>Messtechnik und Messinstrumente</i> .....	43
3.2.3	<i>Messwerterfassung</i> .....	46
3.2.4	<i>Versuchsprogramm und -durchführung</i> .....	47
3.2.4.1	Versuchsparameter .....	47
3.2.4.1.1	Regelmäßige Wellen .....	47
3.2.4.1.2	Spektren .....	51
3.2.4.1.3	Transiente, fokussierende Wellenpakete .....	52
3.3	ZUSAMMENFASSUNG .....	52
<b>4</b>	<b>KLASSIFIZIERUNG DER LASTFÄLLE UND KRAFTTRENNUNG .....</b>	<b>53</b>
4.1	LASTFALLUNTERSCHIEDUNG .....	53
4.1.1	<i>Einleitung</i> .....	53
4.1.2	<i>Brechpunkt einer Wasserwelle</i> .....	56
4.1.2.1	Überblick .....	56
4.1.2.2	Lokale Hilbert-Frequenz einer brechenden Wellen .....	57
4.1.2.3	Brechkriterium mittels der Hilbert - Transformation .....	59
4.1.2.3.1	Beschreibung des Brechkriteriums .....	60
4.1.2.3.2	Ermittlung eines Schwellwerts .....	62
4.1.3	<i>Brechertypen</i> .....	66
4.1.3.1	Einführung .....	66
4.1.3.2	Visuelle Analyse und Ermittlung der Brechertypen .....	68
4.1.3.3	Brechertypenspezifische Merkmale im Frequenzbereich .....	71
4.2	KRAFTTRENNUNG VON QUASI-STATISCHEN UND DYNAMISCHEN KRAFTANTEILEN .....	75
4.2.1	<i>Problemstellung und Vorgehen</i> .....	75
4.2.2	<i>Krafttrennungsmethoden im Schrifttum</i> .....	76
4.2.2.1	Experimentelle Bestimmung des quasistatischen Kraftanteils .....	76
4.2.2.2	Trennung mittels Tiefpassfilter im Frequenzbereich .....	78
4.2.2.3	Trennung mittels der EMD im Zeitbereich .....	82
4.2.3	<i>Neue Methode zur Krafttrennung - Beschreibung des Vorgehens</i> .....	85
4.2.4	<i>Verifikation</i> .....	88
4.2.4.1	Analyse des dynamischen Kraftanteils .....	88
4.2.4.2	Analyse des quasi-statischen Kraftanteils .....	92
4.3	ANWENDUNGSBEISPIEL UND ERSTE ERGEBNISSE: AUSWERTUNG DER KRAFTMESSUNG .....	93
4.4	ZUSAMMENFASSUNG .....	98
<b>5</b>	<b>DYNAMISCHER KRAFTANTEIL UND STOBKRAFT <math>F_{\text{WAVE,S}}</math>.....</b>	<b>101</b>
5.1	WELLENFORTSCHRITTSGESCHWINDIGKEIT UND WELLENLÄNGE .....	101
5.1.1	<i>Theoretische Vergleichsanalyse</i> .....	101
5.1.2	<i>Vergleich mit Messergebnissen</i> .....	102
5.2	STOBKRAFT $F_{\text{WAVE,S}}$ .....	105
5.3	CURLING - FAKTOR .....	107
5.4	ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN .....	109
<b>6</b>	<b>QUASI-STATISCHER KRAFTANTEIL UND MOJS-FORMEL: DISKUSSION GÄNGIGER ANNAHMEN .....</b>	<b>111</b>
6.1	ANALYSE IMPLIZIERTER UND GÄNGIGER ANNAHMEN BEI ANWENDUNG DER MOJS FORMEL .....	111
6.2	AUSGEWÄHLTE TESTREIHEN, WELLENGENERIERUNG UND WELLENPEGEL .....	111
6.3	ANNAHME VON EINEM SCHLANKEN BAUWERK .....	113
6.3.1	<i>Vergleich von ungestörter und lokaler Wasserspiegelauslenkung</i> .....	114
6.3.2	<i>Benetzte Höhe und Gradient der Wasserspiegelauslenkung</i> .....	115
6.4	BESCHREIBUNG STEILER WELLEN (LF 5) DURCH PERIODISCHE WELLENTHEORIEN .....	120

6.4.1	Vergleich der Wasserspiegelauslenkung für flache und steile Wellen.....	120
6.4.2	Vergleich der horizontalen Partikelgeschwindigkeit.....	122
6.4.3	Vergleich der Auflagerkraft und Biegemomente.....	125
6.5	FAZIT .....	128
<b>7</b>	<b>QUASI-STATISCHER KRAFTANTEIL UND MOJS-FORMEL: KRAFTKOEFFIZIENTEN UND STEILE WELLEN (LOTRECHTER ZYLINDER) .....</b>	<b>131</b>
7.1	ZEITVERSATZ DER PARTIKELKINEMATIK .....	131
7.1.1	Zeitversatz der Trägheitskraft nach linearer Diffraktionstheorie (phase lead) .....	132
7.1.2	Zeitversatz aus Messung auf Höhe der Zylinderfront.....	132
7.1.3	Zeitversatz aus der Signalverarbeitung innerhalb des Messsystems .....	132
7.1.3.1	Propellersonden.....	132
7.1.3.2	NSW Strömungs sonden .....	134
7.1.4	Sensitivitätsanalyse und Einfluss des Zeitversatzes auf die MOJS Koeffizienten .....	135
7.1.5	Diskussion und Bewertung der Ergebnisse für den Zeitverzug .....	139
7.2	LINIENKRAFT EINES EINGETAUCHTEN ZYLINDERSEGMENTS UND KRAFTKOEFFIZIENTEN $C_M$ , $C_D$ .....	140
7.3	EINFLUSS DER FREIEN OBERFLÄCHE.....	145
7.3.1	Einfluss der freien Oberfläche und das MOJS Modell.....	145
7.3.2	Wasserspiegelauslenkung am Zylinder aus der Welle-Struktur Interaktion.....	146
7.3.3	Einflüsse auf die Gesamt- und Linienkraft aus der Welle-Struktur Interaktion.....	149
7.3.4	ringing .....	151
7.4	ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN .....	156
<b>8</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....</b>	<b>159</b>
8.1	ZUSAMMENFASSUNG .....	159
8.1.1	Großmaßstäbliche Laborversuche.....	159
8.1.2	Lastfallunterscheidung .....	160
8.1.3	Krafttrennung .....	161
8.1.4	Normierte Maxima der Gesamtkraft, quasi-statischer und dynamischer Kraftanteil.....	161
8.1.5	3-D Beschreibung der Stoßkraft, curling factor $\lambda$ und Wellenfortschritts geschwindigkeit im Brechpunkt $C_b$ .....	161
8.1.6	Quasi-statische Einwirkung und MOJS Formel .....	163
8.2	AUSBLICK.....	165
<b>9</b>	<b>SCHRIFTTUM .....</b>	<b>167</b>
<b>A</b>	<b>STRÖMUNGSDRUCKKRAFT <math>F_D</math>.....</b>	<b>180</b>
<b>B</b>	<b>TRÄGHEITSKRAFT <math>F_I</math>.....</b>	<b>182</b>
<b>C</b>	<b>MAXIMUM CORRELATION METHODE.....</b>	<b>183</b>
<b>D</b>	<b>EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR BELASTUNG SCHLANGER ZYLINDER DURCH BRECHENDE WELLEN.....</b>	<b>185</b>
<b>E</b>	<b>UNTERSUCHUNGEN ZUR KINEMATIK BRECHENDER WELLEN .....</b>	<b>189</b>
<b>F</b>	<b>CURLING FAKTOREN FÜR EINEN GRÖßEREN WERTEBEREICH.....</b>	<b>191</b>
<b>G</b>	<b>VERSUCHSPARAMETER.....</b>	<b>192</b>
<b>H</b>	<b>VERGLEICH GEMESSENER WASSERSPIEGEL AUSLENKUNGEN.....</b>	<b>202</b>
<b>I</b>	<b>ANALYSE BENETZTE HÖHE UND GRADIENT DER WASSERSPIEGEL AUSLENKUNG .....</b>	<b>205</b>
<b>J</b>	<b>VERGLEICH VON AUFLAGERKRÄFTEN UND BIEGEMOMENTEN.....</b>	<b>209</b>



## Abkürzungen und häufig verwendete Symbole

Parameter	Beschreibung	Einheit
$a$	Amplitude	[m]
$A$	Fläche	[m <sup>2</sup> ]
$b$	Eintauchbreite nach Modell von [WAGNER 32], siehe auch $F_{\text{wave},S}$	[m]
$C_b$	Wellenfortschrittsgeschwindigkeit im Brechpunkt	[m/s]
$C_{H\text{lim}}$	Theoretische Vorhersage von $C_b$ anhand $0.95 \cdot H_{\text{lim}}$ nach [WILLIAMS 81]	[m/s]
$C_D$	MOJS Kraftkoeffizient (engl. <i>drag</i> )	[-]
$C_M$	MOJS Kraftkoeffizient (engl. <i>inertia / added mass</i> )	[-]
$C_S$	<i>slamming</i> – Koeffizient zur Beschreibung von $F_{\text{wave},S}$	[-]
$C_{S1,\text{correction}}$	Korrekturfaktor zur Vermeidung eines Belastungssprungs in $F_{\text{wave},S}$	[-]
	$C_{S1,\text{correction}} = \frac{C_{S2}(t_1)}{C_{S1}(t_1)} \cdot \frac{t}{t_1}$	
$C_{S2,\text{correction}}$	Korrekturfaktor zur Vermeidung eines Belastungssprungs in $F_{\text{wave},S}$	[-]
	$C_{S2,\text{correction}} = \frac{C_{S1}(t_1)}{C_{S2}(t_1)} \cdot \frac{(t_{\text{end}} - t)}{(t_{\text{end}} - t_1)}$	
$d_b$	Wassertiefe im Brechpunkt	[m]
$d_{\text{cyl}}$	Wassertiefe am Zylinderfuß	[m]
$D$	Zylinderdurchmesser	[m]
$E\langle x \rangle$	Erwartungswert: $E\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$	[-]
EMD	<i>Empirical Mode Decomposition</i> nach [HUANG et al. 98]	[-]
$f_{\text{cut}}$	Grenzfrequenz eines Frequenzfilters	[Hz]
$f_E$	Eigenfrequenz	[Hz]
$f_{\text{HT}}$	Hilbert-Frequenz der gemessenen Wasserspiegelauslenkung	[Hz]
$f_p$	Peak Frequenz eines Wellenspektrums	[Hz]
$f_{\text{lower Ring}}$	gemessene Linienkraft auf ein Zylindersegment	[kN/m]
$f_{S\perp,1}$	Druckschlaglinienkraft im ersten Zeitfenster, $F_{\text{wave},S}$ nach [WIENKE 01]	[N/m]
$f_{S\perp,2}$	Druckschlaglinienkraft im zweiten Zeitfenster, $F_{\text{wave},S}$ nach [WIENKE 01]	[N/m]
$F_o$	Messung: Kraft, die im oberen Auflager gemessen wird	[kN]
$F_u$	Messung: Kraft, die im unteren Auflager gemessen wird	[kN]

Parameter	Beschreibung	Einheit
$F_{ges}$	Messung: Gesamtkraft, Summe der oberen und unteren Auflagerkraft	[kN]
$F_q$	Messung: quasi-statische Kraft, für nicht brechende Wellen gilt: $F_q = F_{ges}$	[kN]
$F_{meas,q}$	$= F_q$	[kN]
$F_{dyn}$	Messung: dynamische Kraft, Zylinderantwort auf die Stoßkraft	[kN]
$F_{meas,dyn}$	$= F_{dyn}$	[kN]
$F_1, F_2, F_3, F_4$	Messung: Lokale Extrema durch <i>ringing</i> nach [CHAPLIN ET AL. 97]	[kN]
$F_{waves,tot}$	Einwirkung: Gesamtkraft einer Welle auf einen schlanken Zylinder	[kN]
$F_{waves,q}$	Einwirkung: Nach der MOJS Formel: $F_{wave,q} = F_I + F_D$	
$F_D$	Einwirkung: Strömungsdruckkraftanteil der MOJS - Formel (engl. <i>drag</i> )	[kN]
$F_I$	Einwirkung: Trägheitskraftanteil der MOJS - Formel (engl. <i>inertia</i> )	[kN]
$F_{I,AxialDiv,Rainey}$	Einwirkung: Potentialtheoretische Erweiterung von MOJS	[kN]
$F_{I,dynamic,Cook}$	Einwirkung: Potentialtheoretische Erweiterung von MOJS	[kN]
$F_{waves,S}$	Einwirkung: Stoßkraft nach [WIENKE 01], Einwirkung der Welle	[kN]
FFT	schnelle Fourier-Transformation (engl. <i>fast Fourier transform</i> )	[-]
$g$	Erdbeschleunigung = 9,81 m/s <sup>2</sup>	[m/s <sup>2</sup> ]
$H_0$	Wellenhöhe im Tiefwasser	[m]
$H_b$	Wellenhöhe im Brechpunkt	[m]
$H_{lim}$	Grenzwellenhöhe; theoretisch maximale Wellenhöhe ermittelt nach [WILLIAMS 81], s. Gl. 2-5	[m]
HT	<b>H</b> ilbert <b>T</b> ransformation	[-]
IMF	<i><b>I</b>ntrinsic <b>M</b>ode <b>F</b>unction</i> nach [HUANG et al. 98]	[-]
$k$	Wellenzahl; $= 2\pi/L$	[1/m]
$K_1, K_2, K_3$	Koeffizienten nach [WIEGEL 82]	[-]
KC	Keulegan-Carpenter Zahl nach [KEULEGAN&CARPENTER 58] = $uT/D$	[-]
$K_m$	Kanalmeter; Abstand zum Wellenerzeuger	[m]
$L$	Wellenlänge; $= C \cdot T$	[m]
$L \cdot B \cdot T$	Ausmaße des Wellenkanals: Länge x Breite x Tiefe	[m]
LF	Lastfall	
$m$	Böschungs- oder Strandneigung, 1:m = $\tan \alpha_{Böschung}$	[-]
$m_0$	Masse des vom Zylinder verdrängtem Wasser	[kg]
$m_a$	hydrodynamische Masse oder mitbewegte Wassermasse	[kg]
MOJS	<b>M</b> orison <b>O</b> 'Brien <b>J</b> ohnson <b>S</b> chaaf, Autoren von [MORISON et al. 50]	[-]
MWS	mittlerer Wasserspiegel	[m]
PTM	<i><b>p</b>hase <b>t</b>ime <b>m</b>ethod</i> nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02]	[-]



Parameter	Beschreibung	Einheit
R	Zylinderradius; $= 0,5 D_{\text{zyl}}$	[m]
$R_{\text{DEAN}}$	<i>reliability parameter</i> nach Gl. 2-3, [DEAN 76]	[-]
Re	Reynolds-Zahl zur Beschreibung des Turbulenzgrads der Zylinderumströmung; $= u \cdot D / \nu$	[-]
RWS	Ruhewasserspiegel	[m]
$T_p$	$= 1/f_p$	[s]
$T_z$	<i>zerodown-cross</i> Periode einer Welle	[s]
$t'$	$F_{\text{waves}}$ nach [WIENKE 01]: Relative Zeit im zweiten Zeitabschnitt	[s]
$t_0$	$F_{\text{waves}}$ nach [WIENKE 01]: Beginn des Druckschlags	[s]
$t_1$	$F_{\text{waves}}$ nach [WIENKE 01]: Ende des ersten Zeitabschnitts	[s]
$t_{\text{end}}$	$F_{\text{waves}}$ nach [WIENKE 01]: Ende des Druckschlags	[s]
u	horizontale Partikelgeschwindigkeit	[m/s]
$u_b$	horizontale Partikelgeschwindigkeit der brechenden Welle	[m/s]
V	Geschwindigkeit	[m/s]
WEA	<b>W</b> ind <b>e</b> nergie <b>a</b> n <b>a</b> ge	[-]
WG	Wellen <b>pegel</b> (engl. <i>wave gauge</i> )	[-]
WP	<b>W</b> ellen <b>pegel</b>	[-]
WSp	Wasserspiegel	[-]
x	Ordinate parallel zur Laufrichtung der Wellen; Funktionswert	[m]
$x_b$	Brechpunkt einer Welle als Distanz zum Wellenerzeuger	[Km]
$x_{\text{cyl}}$	Distanz der Zylinderfront zum Wellenerzeuger	[Km]
y	Ordinate quer zur Laufrichtung der Wellen	[m]
z	vertikale Ordinate	[m]

Parameter	Beschreibung	Einheit
$\nu$	kinematische Zähigkeit: $\nu_{\text{Wasser}, 20^\circ\text{C}} = 1,01 \cdot 10^{-6}$	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\alpha_{\text{cyl}}$	Neigungswinkel des Zylinders gemessen zum Lot	$[\circ]$
$\eta$	Wasserspiegelauslenkung	$[\text{m}]$
$\eta_b$	Wasserspiegelauslenkung im Brechpunkt	$[\text{m}]$
$\eta_{\text{max}}$	maximale Erhebung der Wasseroberfläche	$[\text{m}]$
$\lambda$	<i>curling</i> Faktor; relative Druckschlagfläche bezogen auf $\eta_b$	$[-]$
$\rho$	Dichte des Wassers; $\approx 1000 \text{ kg/m}^3$	$[\text{kg/m}^3]$
$\omega$	Kreisfrequenz; $= 2\pi/T$	$[1/\text{s}]$

Index	Beschreibung
A	nach linearer Wellentheorie („Airy“)
b	lokale Größe im Brechpunkt
p	Peak - Wert (Frequenzplatz der maximalen Amplitude im Spektrum)
0	Tiefwasserverhältnisse
ges	bezogen auf die gemessene Gesamtkraft
dyn	bezogen auf den ermittelten dynamischen Belastungsanteil
q	bezogen auf den ermittelten quasi - statischen Belastungsanteil
S	bezogen auf den aus der theoretischen Beschreibung ermittelten Druckstoß
min	Minimalwert
max	Maximalwert
m	Mittelwert
1/3	Mittelwert der 33% höchsten Werte der Verteilung
1/10	Mittelwert der 10% höchsten Werte der Verteilung
1/100	Mittelwert der 100% höchsten Werte der Verteilung
rms	root-mean-square: $x_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2}$

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1-1: Schlanke zylindrische Strukturen an meeres technischen Konstruktionen.....	1
Abb. 1-2: Vorgehen bei der Erarbeitung einer Beschreibung der Seegangsbelastung auf einen schlanken Zylinder.....	5
Abb. 2-1: Zeitreihen der Wellenkraft $F_{\text{wave,tot}}$ auf einen schlanken Zylinder infolge einer nicht brechenden und brechenden Welle. Bei einer starren Struktur, z.B. GWK-Zylinder oder Stahljacket, wäre die gemessene Gesamtkraft $F_{\text{ges}}=F_{\text{wave,tot}}$ für a) eine nicht brechende Welle identisch mit der Wellenkraft, hingegen wird b) - eine brechende Welle - eine dynamische Reaktion der Struktur hervorrufen. Als Folge schwingt die Struktur, so dass die Gesamtkraft oszilliert. ....	8
Abb. 2-2: Standardmäßiges Vorgehen bei der Bestimmung der Kraftkoeffizienten. Unter Verwendung der ungestörten Partikelkinematik werden die Kraftkoeffizienten mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (engl. <i>least-square-errorfit</i> ) ermittelt. Dabei werden ausschließlich eine Widerstandskraft $F_I$ und eine Strömungsdruckkraft $F_D$ berücksichtigt.....	9
Abb. 2-3: Einfluss der Verformung der Wasserspiegeloberfläche auf den Eintauchprozess und die Ersatz-Plattenbreite auf die 2-D Druckschlagbeschreibungen. Wird keine Verformung berücksichtigt, erfolgen die Ausbreitung und der Eintauchprozess mit der Fortschrittsgeschwindigkeit der Wassermasse. Durch die Berücksichtigung des pile-up Effektes aufgrund der Verdrängung des Wasser wird dieser Prozess beschleunigt. Die Breite der ebenen Platte zur Druckermittlung ist somit breiter zum Zeitpunkt $t_i$ wie oben dargestellt. ....	18
Abb. 2-4: Zeitlicher Verlauf des Druckschlag Koeffizienten $C_s$ (engl. <i>slamming</i> ) anhand unterschiedlicher theoretischer Modelle und Messungen, nach [WIENKE 01] mit Ergänzungen. Die Untersuchungen von [VON KARMAN 29], und [WAGNER 32] ermitteln den Koeffizienten $C_s$ nur für den Startzeitpunkt, [WAGNER 32] jedoch unter Berücksichtigung des pile-up Effektes. [CAMPBELL et al. 77] berücksichtigt lediglich lineare Terme der Bernoulli-Gleichung, später veröffentlichten [CAMPBELL&WEYNBERG 79] eine empirische Ausgleichsgerade aus Druckmessungen. Die Maxima der Messdaten von [CAMPBELL&WEYNBERG 80], die Ausgleichsgerade von [CAMPBELL&WEYNBERG 79] als auch die Ergebnisse von [FABULA 57] bestätigen die analytische Approximation des Druckschlags von [WIENKE 01]. ....	19
Abb. 2-5: Präzisierung der Zielsetzung und des methodischen Vorgehens .....	37
Abb. 3-1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus der Versuche „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01] .....	39
Abb. 3-2: Detailansicht des Testzylinders und der Messtechnik an der Struktur während der „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01].....	40
Abb. 3-3: Schnitt durch den Wellenkanal, aus [WIENKE&OUMERACI 05] .....	40
Abb. 3-4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus und Positionen der Wellenpegel. ....	42
Abb. 3-5: (a) Frontansicht des lotrechten und (b) des 22,5° geneigten Zylinders sowie (c) Detailansicht des oberen Auflagers.....	42
Abb. 3-6: Neigungswinkel und Längen des Zylinders .....	43

Abb. 3-7: Koordinaten der Strömungssonden im Kanal.....	44
Abb. 3-8: Messwerterfassung .....	46
Abb. 3-9: Versuche mit regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung $0^\circ$ (lotrecht) .....	48
Abb. 3-10: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung $45^\circ$ gegen Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{cyl}=-45^\circ$ ) .....	49
Abb. 3-11: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung $22,5^\circ$ gegen Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{cyl}=-22,5^\circ$ ) .....	50
Abb. 3-12: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung $22,5^\circ$ in Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{cyl}=+22,5^\circ$ ) .....	50
Abb. 3-13: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung $45^\circ$ in Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{cyl}=+45^\circ$ ) .....	51
Abb. 3-14: Versuche mit Wellenspektren für alle Zylinderneigungen.....	51
Abb. 4-1: Gemessene Wasserspiegelauslenkung und gemessene Gesamtkraft für drei Wellen gleicher dimensionsloser Wellenhöhe ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , WP 14 auf Höhe der Zylinderfront, siehe auch Abb. 3-4). Der quasi-statische Kraftanteil kann anhand eines globalen Parameters wie der dimensionslosen Wellenhöhe gut beschrieben werden. Der dynamische Kraftanteil - sichtbar durch die Oszillation - hingegen hängt von lokalen Effekten ab. ....	54
Abb. 4-2: Zeitreihen der gemessenen Gesamtkraft in Abhängigkeit von Zylinderneigung und Lastfall; zum Vergleich ist Lastfall 5 in grau dargestellt (regelmäßige Wellen, Serie B - GWK 2000). In den Lastfällen 1-4 ist der quasi-statischen Belastung eine Schwingung superponiert, resultierend aus der dynamischen Antwort des Zylinders auf den Druckschlag. Lastfall 5 repräsentiert eben diesen quasi-statischen Kraftanteil. Im Lastfall 6 sind alle nicht brechenden Wellen zusammen gefasst, so dass die maximalen Kräfte unterhalb des Niveaus aus Lastfall 5 liegen. In allen Graphen ist LF 5 als Referenz grau hinterlegt.....	56
Abb. 4-3: Variation der lokalen Hilbert - Frequenz (farbkodiert) auf der Wellenfront ( <i>zero-up-cross</i> bis Wellenkamm) während des Brechvorgangs. Die Transformation erfolgt im Fall (A) relativ langsam und kontinuierlich über den dargestellten Ausschnitt, dagegen bei der Welle auf einer steilen Böschung (B) recht abrupt innerhalb weniger Meter. In beiden Fällen wird die Entwicklung einer für Sturzbrecher typischen Brecherzunge unterhalb des Wellenkamms durch einen Anstieg der Nichtlinearitäten sichtbar. Brechpunkt A: $x_b \sim 109$ m, Brechpunkt B: $x_b \sim 198,5$ m.....	59
Abb. 4-4: Ermittlung des Brechpunkts anhand der Maxima der Hilbert Frequenzen für das Beispiel einer auf der Böschung brechenden Welle. Anhand des variablen Anteils der lokalen Hilbert-Frequenzen wird die Entwicklung des Brechvorgangs auf der Böschung sichtbar und kann in Verbindung mit einem Schwellwert als ein Brechkriterium verwendet werden.....	62
Abb. 4-5: Maximale, gefilterte, variable Hilbert - Frequenz $f_{H,Tvar,filtered,max}$ der vor dem Zylinder positionierten Wellenpegel ( $x=105,6 - 110,1$ m) zur Ermittlung eines Brechkriteriums und der Vergleich mit visuell ermittelten Lastfällen (A) und der Kraftmessung für transiente Wellenpakete der Messkampagne GWK 1998 (B, C). Der Schwellwert $f_{thres,Z\&S}$ nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] trennt gemäß der visuellen Analyse von [WIENKE 01] nicht-brechende Wellen (LF 5) von brechenden Wellen (LF 4) in korrekter Form.....	63
Abb. 4-6: Vergleich der Ergebnisse für unterschiedliche Schwellwerte $f_{thres}(T_z)$ mit einer visuellen Auswertung des Brechpunktes aus [IRSCHIK et al. 11].....	65

Abb. 4-7: Dimensionslose gemessene Gesamtkraft über den visuell ermittelten Lastfall [WIENKE&OUMERACI 05] aufgetragen [IRSCHIK et al. 11]: $LC \leq 2.5$ : Welle bricht weit vor dem Zylinder; $LC = 3$ : Welle bricht direkt vor dem Zylinder; $LC=4$ : Welle bricht gerade auf Höhe der Zylinderfront; $LC = 5$ : Nicht brechende, sehr steile Welle. ....	66
Abb. 4-8: Dimensionslose gemessene Gesamtkraft über die nach der beschriebenen Methode ermittelten Brechpunkte aufgetragen. Aus [IRSCHIK et al. 11]. ....	66
Abb. 4-9: Abschätzung des Brechertyps anhand der Brecherkennzahl im Brechpunkt für die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit A) Mittels $\xi_0$ in einer Wassertiefe von $d = 4$ m und B) mittels $\xi_b$ für eine Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von $C_b = 4$ m/s. ....	68
Abb. 4-10: Brecherkennzahlen für regelmäßige Wellen am Böschungsfuß $\xi_{x=182m}$ und im Brechpunkt $\xi_b$ . Die Brecherindices lassen Schwall- und Sturzbrecher erwarten, dieses Ergebnis steht jedoch im krassen Widerspruch zur visuellen Analyse. ....	68
Abb. 4-11: Brecherkammneigung zur Unterscheidung von Brechertypen aus und nach [GALVIN 68]. ....	69
Abb. 4-12: Räumliche Entwicklung brechender Wellen und Vergleich mit schematischen Skizzen aus [GALVIN 68]. Beim Kollapsbrecher verharret der Wellenkamm kurzzeitig und die Brecherfront schwingt aus der Wellenfront heraus. Im Falle des Sturzbrechers sind Wellenkamm und Brecherzunge identisch, so dass sich die gesamte Wellenfront überschlägt. Als einzig zuverlässiges Unterscheidungskriterium hat sich nach [GALVIN 68] die Brecherkammneigung erwiesen (vgl. Abb. 4-12). ....	70
Abb. 4-13: Örtliche und zeitliche Veränderung der lokalen Hilbert - Frequenz auf der Wellenfront für unterschiedliche brechende Wellen: a) transientes Wellenpaket mit $T = 6$ s, b) regelmäßige Welle mit $T = 4$ s ( $H = 1,55$ m, $d = 4,12$ m). Es ist ausschließlich die Wellenfront dargestellt vom <i>zero-up cross</i> bis zur maximalen Wasserspiegelauslenkung. ....	72
Abb. 4-14: Örtliche und zeitliche Veränderung der lokalen Hilbert - Frequenz auf der Wellenfront für eine regelmäßige Welle mit $T = 8$ s ( $H = 1,50$ m, $d = 3,96$ m) ....	73
Abb. 4-15: Position der maximalen Frequenzvariation $dt_{PTM,max}$ auf der Wellenfront im Verhältnis zur <i>zero-downcross</i> Wellenperiode $T_z$ der einlaufenden Welle am Brechpunkt. 20091201.056 und 20091906.024 vgl. Abb. 4-12. ....	74
Abb. 4-16: Schematische Darstellung der Krafttrennung. ....	75
Abb. 4-17: a) Wasserspiegelauslenkung am Zylinder und b) Gesamtkraft für unterschiedliche Lastfälle bei Versuchen mit transienten Wellenpaketen auf horizontaler Sohle ....	77
Abb. 4-18: a) Wasserspiegelauslenkung am Zylinder und b) Gesamtkraft für unterschiedliche Lastfälle bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen auf geneigter Sohle ....	78
Abb. 4-19: Vergleich der Amplitudenspektren im Fernfeld (a) und Nahfeld (b) des Zylinders ....	79
Abb. 4-20: Amplitudenspektrum der Gesamtkraft $F_{ges}$ auf den lotrechten Zylinder und Details des quasi-statischen Peaks (a) und des dynamischen Peaks (b) für einen Versuch mit den regelmäßigen Wellen: $H = 1,35$ m, $T = 4$ s, $h = 3,80$ m ....	80
Abb. 4-21: Quasi-statische und dynamische Zylinderbelastung bei Verwendung eines Frequenzfilters mit $f_{cut} = 10$ Hz ....	81
Abb. 4-22: Einfluss der Grenzfrequenz $f_{cut}$ auf die quasi-statische Maximalkraft. ....	82
Abb. 4-23: Modenzerlegung der gemessenen Gesamtkraft mittels der EMD ....	83

Abb. 4-24: Bestimmung der dynamischen und quasi-statischen Belastungsanteile aus der Aufsummierung einzelner IMF's.....	84
Abb. 4-25: Detailansicht der lokalen Extrema am Beispiel des Gesamtkraftverlaufs bei einem Versuch mit transienten Wellenpaketen der Serie A ( $H=1,50\text{m}$ , $T=6\text{s}$ , $d=4,25\text{m}$ , $K=133,3\text{m}$ ) .....	86
Abb. 4-26: Schematische Darstellung der Krafttrennung; Bestimmung des quasi - statischen Kraftanteils in zwei Schritten unter Verwendung eines Tiefpassfilters und der Empirical Mode Decomposition (EMD) .....	87
Abb. 4-27: Für die Verifikation berücksichtigte Einzelwellen .....	88
Abb. 4-28: rms-Abweichung und Kreuzkoeffizient $r^2$ aus dem Vergleich der gemessenen dynamischen Kräfte und einer angefitteten Exponentialfunktion .....	89
Abb. 4-29: Vergleich der Extermwerte und Definition der Kraftdifferenz $\Delta F$ .....	90
Abb. 4-30: Darstellung der Kraftdifferenzen $\Delta F$ aus dem Vergleich der Extermwerte von dynamischer Kraft $F_{\text{dyn}}$ und Exponentialfunktion $F_{\text{theor}}$ für den lotrechten Zylinder (Definition $\Delta F$ s. Abb. 4-29).....	91
Abb. 4-31: Darstellung der Kraftdifferenzen $\Delta F$ aus dem Vergleich der Extermwerte von dynamischer Kraft $F_{\text{dyn}}$ und Exponentialfunktion $F_{\text{theor}}$ für die geneigten Zylinderstellungen .....	91
Abb. 4-32: Verhältnis $\Delta F$ der maximalen dynamischen Kraft ermittelt aus der quasi-statischen Belastung zur maximalen quasi-statischen Kraft für vier Zylinderneigungen .....	92
Abb. 4-33: Darstellung der normierten gemessenen Gesamtkraft $F_{\text{ges}}$ in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für fünf Zylinderneigungen sowie nach Brechertypen sortiert.....	95
Abb. 4-34: Darstellung der Maxima des normierten quasi-statischen Kraftanteils $F_{\text{wave,q}}$ in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für unterschiedliche Zylinderneigungen und Brechertypen getrennt dargestellt. ....	96
Abb. 4-35: Darstellung der Maxima des normierten dynamischen Kraftanteils $F_{\text{meas,dyn}}$ in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für unterschiedliche Zylinderneigungen und Brechertypen getrennt dargestellt. ....	97
Abb. 5-1: Theoretische Vergleichsanalyse zum Einfluss der Nichtlinearität auf die Wellenlängen aus der Berücksichtigung der Wellenhöhe; Referenz $L_{\text{linear}}$ : lineare implizite Dispersionsgleichung, $L_{\text{Fenton}}$ : explizite Näherung nach [FENTON&MCKEE 90], $L(H)$ : Fourier - Theorie mit veränderlicher Wellenhöhe (Sobey 1989, XV. Ordnung). ....	102
Abb. 5-2: Vergleich der gemessenen Wellenfortschrittgeschwindigkeit im Brechpunkt $C_b$ mit theoretischen Beschreibungen. Mit guter Näherung kann die Wellenfortschrittgeschwindigkeit anhand einer periodischen Wellentheorie und $H_{\text{lim}}$ nach [WILLIAMS 81] abgeschätzt werden. ....	103
Abb. 5-3: Verhältnis der gemessenen Wellenfortschrittgeschwindigkeit im Brechpunkt $C_b$ mit der theoretischen Beschreibung $C_{H_{\text{lim}}}$ für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen. $C_{H_{\text{lim}}}$ basiert auf [SOBEY 89] (XXVII. Ordnung, $N=113$ ) und $0,95 \cdot H_{\text{lim}}$ nach [WILLIAMS 81]......	104

Abb. 5-4: Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$ aus dem dynamischen Kraftanteil unter Verwendung der theoretischen Beschreibung nach [WIENKE&OUMERACI 05] mit der gemessenen Wellenfortschrittsgeschwindigkeit $C_b$ .	106
Abb. 5-5: Maximalwert der Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$ über die Zylinderneigung im Vergleich zu Gl. 2-22 für zwei unterschiedliche Neigung des für den Druckschlag relevanten Bereichs der Wellenfront.	107
Abb. 5-6: <i>Curling</i> Faktor $\lambda$ in Abhängigkeit von $x_b-x_{\text{cyl}}$ für regelmäßige brechende Wellen und fünf Zylinderneigungen (Serie B – GWK 2000, $\alpha_{\text{cyl}} = -45\div 45^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 1-4).	108
Abb. 5-7: <i>Curling</i> Faktor $\lambda$ für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen (Serie B – GWK 2000, $\alpha_{\text{cyl}} = -45\div 45^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 1-4).	109
Abb. 6-1: Übersichtsskizze zur Anordnung der Wellenpegel. Es ist die untere Hälfte des Großen Wellenkanals dargestellt; die <i>center axis</i> steht für die Symmetrieachse. Zum besseren Verständnis wurde die Benennung WG1 und WG2 auf alle Versuchsphasen angewendet.	113
Abb. 6-2: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderfront. WG1: ungestört an der Kanalwand; $W_{\text{cyl\_front}}$ : Direkt an der Zylinderfront. Synchronisation der verschiedenen Wellen über <i>ZeroUp-cross</i> (WG1). In allen Fällen ist ein Wellenauflauf auf den Zylinder zu erkennen, jedoch ausgeprägter für die steileren Wellen.	114
Abb. 6-3: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderhinterkante. WG2: ungestört an der Kanalwand; $W_{\text{cyl\_rear}}$ : Direkt am Zylinder. Synchronisation der verschiedenen Wellen über <i>ZeroUp-cross</i> (WG2). Für die Welle mit der größten Wellenlänge und geringsten Oberflächenneigung ist kein Unterschied in den Messungen wahrnehmbar. Bei den steilen Wellen kommt es entsprechend der Partikelkinematik im Wellental zu einem Wellenauflauf. Im Wellenberg ist ein signifikanter „set-down“ erkennbar.	115
Abb. 6-4: Darstellung der Welle 8100903 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{\text{cyl\_f}}$ , $W_{\text{cyl\_s}}$ , $W_{\text{cyl\_r}}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder stimmt recht gut mit der Messung an der Kanalwand überein, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasserspiegeloberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung.	116
Abb. 6-5: Darstellung der Welle 9092509 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{\text{cyl\_f}}$ , $W_{\text{cyl\_s}}$ , $W_{\text{cyl\_r}}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand.	117
Abb. 6-6: Vergleich der am Zylinder gemessenen Wasserspiegelauslenkung. $W_{\text{cyl\_front}}$ : Vorderseite des Zylinders; $W_{\text{cyl\_rear}}$ : Rückseite des Zylinders; diff: Differenz aus $W_{\text{cyl\_front}} - W_{\text{cyl\_rear}}$ .	118
Abb. 6-7: Darstellung der benetzten Zylinderoberfläche im Vergleich zur ungestörten Wasserspiegelauslenkung für die Beispiele einer A) flachen Welle (LF 6) und B) steilen Welle (LF 5).	119

- Abb. 6-8: Ungestörte Wasserspiegelauslenkung dreier Wellen unterschiedlicher Steilheit: a) regelmäßige Welle auf horizontaler Sohle, b) transientes Wellenpaket auf horizontaler Sohle deutlich vor dem Brechpunkt, c) regelmäßige Welle auf geneigter Sohle in der Nähe des Brechpunktes. Vergleichsgraphen basieren auf Sobey Fourier – Theorie XXXIII. Ordnung. ....121
- Abb. 6-9: Vergleich von gemessener horizontaler Partikelgeschwindigkeit (rot) mit Vorhersagen nach Fourier-Theorie (blau). Für die flache regelmäßige Welle ist eine sehr gute Übereinstimmung erkennbar (8100903). Bei den sehr steilen Wellen weichen die Werte zum Teil deutlich voneinander ab. (Ordinate:  $u/C$  [-], Abszisse:  $t/T$  [-], Prop: 1D-Propeller-Sonden; ADV: 3D- AcousticDoppler-Velocimeter, vgl. Tab. 6-1). ....123
- Abb. 6-10: Vergleich von gemessener horizontaler Partikelgeschwindigkeit (rot) mit Vorhersage der linearen Superposition (blau). Unter Berücksichtigung der Komplexität des physikalischen Problems und der Einfachheit der beschreibenden Methode, ist hier eine außerordentlich gute Übereinstimmung von Messung und Vorhersage dargestellt. (Ordinate:  $u/C$  [-], Abszisse:  $t/T$  [-], Prop: 1D-Propeller-Sonden; ADV: 3D- AcousticDoppler-Velocimeter, vgl. Tab. 6-1). ....124
- Abb. 6-11: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOJS Modell auf Basis einer periodischen Wellentheorie (Sobey-Fourier, XXXIII.; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für nichtbrechende Wellen (LF 6 und LF 5). ....126
- Abb. 6-12: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOJS Modell auf Basis der Methode der linearen Superposition (Airy&Wheeler; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten (LF 6 und LF 5). ....127
- Abb. 7-1: Beispiel einer Messung der Propellersonde. Die aufgezeichneten Daten basieren auf einzelnen diskreten Messpunkten (\*). Diese Messpunkte werden dann interpoliert, um ein kontinuierliches Signal zu erhalten (—: meas). Die Re-Analyse der Daten (—: data-spline) auf Basis der diskreten Messpunkte ist deutlich kontinuierlicher. Das Vorzeichen des zweiten Datenpunktes ist äußerst zweifelhaft (mit  $\circ$  markiert, vgl. Abb. 7-2). Abtastrate = 1 kHz ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transientes Wellenpaket - 8092506, LF 5). ....133
- Abb. 7-2: Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit mittels Propellersonde. Die Aufzeichnung des Wellenpegels auf Höhe der Zylinderfront ist in der Form „Sonde eingetaucht = 1“ und „Sonde aus dem Wasser = -1“ dargestellt (WG1, Abb. 6-1: —). Zusätzlich ist der Verlauf der theoretischen Vorhersage gegeben (—). Die Re-Analyse der Propellermessung ist zum Einen mit dem originalen Zeitstempel dargestellt (—) und zum Anderen um 0.27 Sekunden verschoben (—). Bei dieser Kurve wurde das Vorzeichen des zweiten Datenpunktes umgekehrt (vgl. Abb. 7-1:  $\circ$  Markierung). ....134
- Abb. 7-3: Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit mittels NSW - Sonde. Die Aufzeichnung des Wellenpegels auf Höhe der Zylinderfront ist im Original (WG1(t): — —) und zeitverschoben (WG1( $t=t-dt$ ): —) zu sehen. Die Messungen der Strömungssonden auf verschiedenen Höhen verlaufen zueinander in Phase; zur Wasserspiegelauslenkung ist ein Zeitversatz von  $dt = \Delta t_{NSW} = 0.18$  s erkennbar. (Versuch: 8101401) ....135
- Abb. 7-4: Messung der Linienkraft (DMD unterer Ring), sowie Darstellung der MOJS Kraft mit und ohne Berücksichtigung des Zeitverzugs der Geschwindigkeitsmessung. Ohne



- Berücksichtigung des Zeitverzugs wird ein physikalisch unplausibler  $C_D$ -Wert von  $C_D = -0.5$  ermittelt. Trotzdem ist die resultierende Linienkraft in beiden Fällen weitestgehend identisch. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , regelmäßige Welle - 8100814.005, LF 6; klassische MOJS: Gl. 2-2). .....136
- Abb. 7-5: Messung der Linienkraft (DMD unterer Ring), sowie Darstellung der MOJS Kraft mit (--) und ohne (--) Berücksichtigung des Zeitverzugs der Geschwindigkeitsmessung. Der Anteil der Strömungsdruckkraft und somit der Kraftkoeffizient variiert dabei sehr stark. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transientes Wellenpakete 8092509, LF 5; klassische MOJS: Gl. 2-2).....136
- Abb. 7-6: Sensitivitätsanalyse des Fehlers der theoretischen Beschreibung nach Gl. 7-10 bei variierendem Zeitverzug in der Messsonde unter Verwendung gemessener Partikelkinematik. Der Einfluss der theoretischen Beschreibung und somit der berücksichtigten Prozesse auf die Fehlerminima (\*) ist deutlich sichtbar. Für die klassische MOJS Formel (a) tritt der geringste Fehler im Mittel bei  $\Delta t_{NSW} = 0.08$  s auf, bei Berücksichtigung weiterer nichtlinearer Terme (b) dagegen beim Wert  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4,5 – 5; klassische MOJS: Gl. 2-2; Erweiterungen: Gl. 2-7& Gl. 2-9).....137
- Abb. 7-7: Variation der MOJS Kraftkoeffizienten bei veränderlichem Zeitverzug von  $\Delta t_{NSW} = 0.0 \div 0.28$  s. Die Ergebnisse für  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s und  $\Delta t_{NSW} = „\text{min error}“$  sind hervorgehoben. Das optimale Ergebnis liegt nur bei Berücksichtigung der MOJS Erweiterungen sehr nahe am prognostizierten Zeitverzug. Ebenso wird der große Einfluss des Zeitverzugs der Partikelgeschwindigkeit auf den Kraftkoeffizienten  $C_D$  deutlich. Bei Kenntnis des tatsächlichen Zeitverzugs -  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s – ist der Einfluss der theoretischen Beschreibung nur noch gering. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4,5 – 5; MOJS & Erweiterungen: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9).....138
- Abb. 7-8: Experimentell ermittelter Kraftkoeffizient  $C_D$  auf Basis gemessener Linienkraft und Partikelgeschwindigkeiten für die klassische und erweiterte MOJS Formel sowie für zwei Zeitrelationen von Druck- zu Strömungsmessung. Für  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s ist der  $C_D$  Wert unabhängig von der theoretischen Beschreibung und zeigt einen plausiblen Verlauf. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 6; MOJS<sub>classic</sub>: Gl. 2-2, MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9).....139
- Abb. 7-9: Zeitreihen der Linienkräfte eines immer eingetauchten Zylindersegmentes. Die Kraftanteile sind unter Verwendung der potentialtheoretischen Erweiterungen ermittelt ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transientes Wellenpaket 8100510.001, LF 5; MOJS<sub>classic</sub>: Gl. 2-2, MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9). .....141
- Abb. 7-10: Anteil der MOJS Kraftterme am Maximum ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transiente Wellenpakete und regelmäßige Wellen, LF 4,5 – 6; MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9). .....142
- Abb. 7-11: Relative Fläche der MOJS Kraftterme im Vergleich zur Gesamtkraft. ....143
- Abb. 7-12: Experimentell ermittelter MOJS Kraftkoeffizient  $C_M$  auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten für ein stets vollständig eingetauchtes Zylindersegment. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transiente Wellenpakete und regelmäßige Wellen, LF 4,5 – 6; unterer Ring,  $z/d = -0.45 \div -0.34$ ). .....144
- Abb. 7-13: Experimentell ermittelter Kraftkoeffizient  $C_D$  auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten für ein stets vollständig eingetauchtes Zylindersegment. ....145

Abb. 7-14: Vergleich der ungestörten ( <i>undisturbed</i> ) und diffraktierter ( <i>scattered</i> ) Wasserspiegelauslenkung an Vorderseite ( <i>front</i> ), Zylindermitte ( <i>side</i> ) und Rückseite ( <i>back</i> ). Die Differenz (—;) an den jeweiligen Lokationen stehen für die Wellenauflauf und Sunkereignisse. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5).....	147
Abb. 7-15: Vergleich von ungestörter ( <i>undisturbed</i> ) und diffraktierter ( <i>scattered</i> ) Wasserspiegelauslenkung und Darstellungen der Differenzen über den Zylinderumfang (—;) zwischen Vorderseite ( <i>front</i> ), Zylindermitte ( <i>side</i> ) und Rückseite ( <i>back</i> ). In A) verläuft die Differenz in Phase mit der Welle, während in B) und C) Anteile mit geringerer Periode auftreten. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5). .....	149
Abb. 7-16: Zeitsynchrone Darstellung der Wasserspiegelauslenkung am Zylinder (Wcyl_f, Wcyl_s, Wcyl_b), der gemessenen Gesamtkraft $F_{tot}$ und der Linienkräfte auf die obere Messebene $f_{423}$ sowie die untere Messebene $f_{263}$ . Zu ❶ - ❹, sowie $f_F(\eta+d)$ siehe Text. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transientes Wellenpaket, LF 5).....	150
Abb. 7-17: Definition des sekundären Lastzyklus durch <i>ringing</i> nach [CHAPLIN et al. 97] und der Zeitpunkte F1, F2, F3, F4. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5).....	152
Abb. 7-18: Definition des Zeitpunktes F2 über die Wasserspiegelauslenkung auf der Seite und Rückseite des Zylinders (Abb. 7-16: Wcyl_s und Wcyl_b), so dass gilt: $t(F2)=0$ sowie $F(t(F2))=0$ . Das lokale Kraftminimum F2 wird sehr gut durch den Zeitpunkt vorhergesagt, wenn die Wasserspiegelauslenkung auf einer Seite des Zylinders das Niveau der Rückseite erreicht ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4 - 5).....	154
Abb. 7-19: Definition des Zeitpunktes F4 über die ungestörte Wasserspiegelauslenkung auf Höhe der Zylinderachse $\eta_{WP3}$ , es gilt: $t(\eta_{WP3}=0)=0$ sowie $F(t=0)=0$ . Das lokale Kraftminimum F4 wird sehr gut durch den Zeitpunkt vorhergesagt, wenn die Wasserspiegelauslenkung den Ruhewasserspiegel kreuzt. Trotzdem treten einige Minima etwas zeitverzögert auf. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4 - 5).....	155
Abb. A-1: Geschwindigkeitsverlauf $u(x,z)$ in der Grenzschicht aus [MOBERG 88]. .....	180
Abb. F-1: <i>Curling</i> Faktor $\lambda$ für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen unter der Annahme eines größeren Wertebereichs von Sturz- und Kollapsbrechern. ....	191
Abb. H-1: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderfront. WG1: ungestört an der Kanalwand; Wcyl_front: Direkt an der Zylinderfront. Synchronisation der verschiedenen Wellen über ZeroUp-cross(WG1). In allen Fällen ein Wellenauflauf auf den Zylinder zu erkennen, jedoch ausgeprägter für die steileren Wellen. ....	202
Abb. H-2: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderhinterkante. WG2: ungestört an der Kanalwand; Wcyl_rear: Direkt am Zylinder. Synchronisation der verschiedenen Wellen über ZeroUp-cross(WG2). Für die Welle mit der größten Wellenlänge und geringsten Oberflächenneigung ist kein Unterschied in den Messungen wahrnehmbar. Bei den steilen Wellen kommt es entsprechend der Partikelkinematik im Wellental zu einem Wellenauflauf. Im Wellenberg ist ein signifikanter Sunk ( <i>set-down</i> ) erkennbar.....	203
Abb. H-3: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf der Zylinderfront und -hinterkante. Wcyl_f: Direkt auf Zylinderfront. Wcyl_r: Direkt auf Zylinderhinterkante. Synchronisation über ZeroUp(WG1) und ZeroUp(WG2), sowie $dt = ZeroUp(WG2) -$	

ZeroUp(WG1). Mit zunehmender Steilheit unterscheiden sich die Wellenformen deutlich voneinander. Für die höchsten Wellen treten Differenzen bis zu einer halben Wellenhöhe auf. ....	204
Abb. I-1: Darstellung der Welle 8101308 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ , $W_{cyl\_s}$ , $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder stimmt recht gut mit der Messung an der Kanalwand überein, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasserspiegeloberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6).....	205
Abb. I-2: Darstellung der Welle 9092506 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ , $W_{cyl\_s}$ , $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand. $d\eta/dD$ ca. 0.5 D, am Zylinder sogar 1D, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasserspiegeloberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transientes Wellenpaket – LF 5).....	206
Abb. I-3: Darstellung der Welle 9092506 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ , $W_{cyl\_s}$ , $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich aufgrund der große Steilheit im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transientes Wellenpaket – LF 5).....	207
Abb. I-4: Darstellung der Welle 2090801.004 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ , $W_{cyl\_s}$ , $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Der Gradient der Wasserspiegeloberfläche übersteigt den Zylinderdurchmesser, sowohl für das ungestörte Wellenfeld als auch am Zylinder ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie B: regelmäßige Welle, LF 5).....	208
Abb. J-1: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOSJ Modell auf Basis einer periodischen Wellentheorie (Sobey-Fourier, XXXIII.; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für zwei nichtbrechende Wellen auf horizontale Sohle ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6 und transientes Wellenpaket - LF 5).....	209
Abb. J-2: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOSJ Modell auf Basis der Methode der linearen Superposition (Airy&Wheeler; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für zwei nichtbrechende Wellen auf horizontale Sohle ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6 und transientes Wellenpaket - LF 5).....	210

## Tabellenverzeichnis

Tab. 2-1: Methoden zur Bestimmung der MOJS - Kraftkoeffizienten im Zeitbereich .....	12
Tab. 2-2: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Kräften zweiter Ordnung auf die Zylinderbelastung (ohne Diffraktion).....	15
Tab. 2-3: Theoretische Vergleiche von Wellentheorien.....	30
Tab. 2-4: Messinstrumente zur Bestimmung der Partikelkinematik und deren Einsatzbereiche.....	32
Tab. 3-1: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie A - GWK 1998“ .....	41
Tab. 3-2: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01].....	41
Tab. 3-3: Verwendete Messinstrumente und deren Messziele.....	45
Tab. 3-4: Zusammenfassung der Wasserstände .....	47
Tab. 4-1: Beschreibung der 6 identifizierten Lastfälle, ausgehend von [WIENKE&OUMERACI 05] und zusätzlich LF 6. LF 6 ist der Standardlastfall für die Anwendung der MOJS- Formel und für die Ermittlung von Kraftkoeffizienten $C_M$ und $C_D$ . Die Wellensteilheit nimmt mit zunehmendem Lastfall ab. In den Lastfällen 1, 2 und 3 wurde die Grenzwellenhöhe $H_{lim}$ bereits vor der Zylinderfront überschritten. In LF 4 entspricht die Wellenhöhe in etwa $H_{lim}$ . Anschließend nimmt die Wellenhöhe weiter ab bis flache Wellen mit $H_{zyl} < 0,8 H_{lim}$ im Lastfall 6 zusammen gefasst sind. ....	55
Tab. 4-2: Brecherkennzahl und Brechertyp .....	67
Tab. 6-1: Beschreibung der für die Prüfung verwendeten Wellen. ....	112
Tab. 6-2: MOJS - Kraftkoeffizienten der Zeitreihen aus Abb. 6-11 und Abb. 6-12 (LSF: least square fit; MC: Maximum Correlation; vgl. 2.1.1.1.3).....	128
Tab. 7-1: Beschreibung der Wellenaufbau und Sunkereignisse am Zylinder. ....	148
Tab. D-1: Überblick über bisherige experimentelle Untersuchungen zur Belastung von Zylindern durch brechende Wellen nach [WIENKE 01] .....	187
Tab. E-1: Untersuchungen zur Kinematik steiler und brechender Wellen.....	190
Tab. G-1: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie A - GWK 1998“ .....	193
Tab. G-2: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie A - GWK 1998“ .....	194
Tab. G-3: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie A - GWK 1998“ .....	194
Tab. G-4: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen „Serie A - GWK 1998“ .....	195
Tab. G-5: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen „Serie A - GWK 1998“ .....	195
Tab. G-6: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen „Serie A - GWK 1998“ .....	196
Tab. G-7: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“ .....	198
Tab. G-8: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“ .....	200
Tab. G-9: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“ .....	201
Tab. J-1: MOJS - Kraftkoeffizienten der Zeitreihen aus Abb. J-2: und Abb. J-1: (LSF: least square fit; MC: Maximum Correlation; vgl. 2.1.1.1.3).....	210

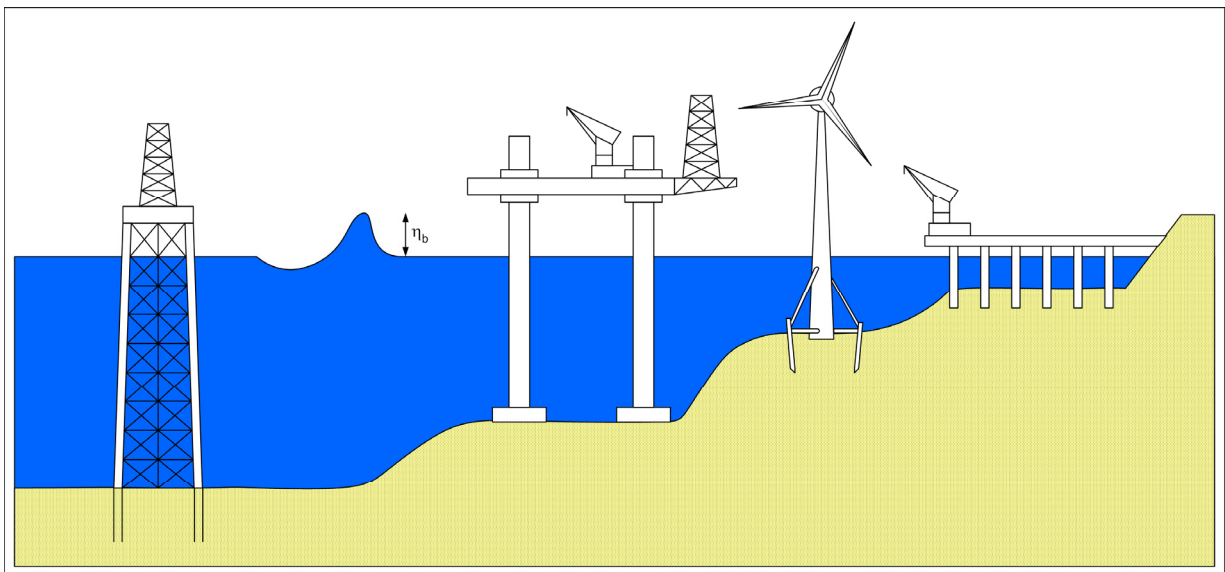




# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

**Schlanke zylindrische Strukturen** finden bei Bauwerken im Küsten- und Offshorebereich oft Verwendung, wie eine Auswahl an meerestechnischen Konstruktionen in Abb. 1-1 zeigt. Für die Bemessung aller Seebauwerke, unabhängig von Art und Nutzung des Bauwerks, ist die Kenntnis der Seegangsbelastung als Teil der äußeren Einwirkungen unumgänglich. Verschiedene Schadensfälle zeugen dabei von den großen Kräften steiler und brechender Wellen auf die vermeintlich hydrodynamisch transparenten Strukturen. Die West-Pier in Brighton, die während eines Sturms durch Wellenangriff teilweise einstürzte, ist hier als populäres Beispiel im Strandbereich zu nennen [1]. Aber auch auf See wird die Kraft der Wellen immer wieder sichtbar wie zuletzt bei Beschädigungen an Gitterrosten und Handläufen der zweiten deutschen Forschungsplattform FINO 1([2], [OUTZEN et al. 08]). In naher Zukunft wird sich zudem die Anzahl der Bauwerke auf See und in Küstennähe durch die europaweit geplanten Offshore - Windenergieanlagen (WEA) stark erhöhen. Umso dringender ist im Zuge der Zertifizierung dieser Anlagen eine verifizierte Beschreibung steiler Wellen auf zylindrische Strukturen notwendig, wie sie z.B. die  $H_{\max 50}$  nach darstellen. Diese Beschreibung muss sowohl den Druckschlag als auch die mit der Wasserspiegelauslenkung variierenden Kräfte einschließen.



**Abb. 1-1: Schlanke zylindrische Strukturen an meerestechnischen Konstruktionen**

Die Ermittlung der maßgebenden Schnittkräfte auf diese Strukturen ist jedoch mit einer Reihe von Schwierigkeiten verbunden. Bei einer im Vergleich zur Eigenfrequenz sehr schnell variierenden Einwirkung, wie der Druckschlag durch eine brechende Welle auf flexible, nachgiebige Strukturen ist eine **dy-namische Analyse** notwendig, um auf die resultierende Belastung zu schließen. Dann sind die Strukturschnittgrößen nicht mehr allein von den Einwirkungen abhängig, sondern zusätzlich von der Reaktion des Bauwerks. Umgekehrt beeinflussen die Bauwerksauslenkungen und -beschleunigungen die Höhe der Einwirkungen und Schnittkräfte.

Ein anderer bedeutender Aspekt bei der Lastsimulation ist das nichtlineare Strukturverhalten beispielsweise von Offshore-WEA's mit Pitchregelung. Die Struktureigenschaften, insbesondere die aerodynamische Dämpfung, sind bei gleichen aktuellen Umweltbedingungen abhängig von der Vorgeschichte der Belas-

tung und dem verwendeten Regelalgorithmus. Daher ist eine Linearisierung der Belastung nur bedingt möglich, so dass Untersuchungen im Frequenzbereich auf Parameterstudien und auf Abschätzungen der mittleren Betriebsfestigkeit beschränkt sind. Hingegen für den Nachweis der Tragfähigkeit unter extremen Winden und höchsten Wellen - somit für die Zertifizierung einer Anlage - bleibt auf absehbarer Zeit die **Lastsimulation im Zeitbereich** unumgänglich [APELT&PIOREWICZ 87].

Im Zeitbereich stehen dann wiederum verschiedene Verfahren zur Verfügung. Im praktischen Alltag ist die Lastermittlung mittels 3-dimensionaler numerischer Strömungssimulation aufgrund der enormen Rechenzeiten nicht möglich. Bei zu simulierender Realzeit von mehreren Stunden kann diese Methode ausschließlich für Detailfragen eingesetzt werden. Bei den so genannten *panel-codes* besteht derzeit noch eine Limitierung auf die Lösung schwach nichtlinearer Probleme. Auf **sehr steile Wellen** (nicht lineare) können diese Methoden nicht angewendet werden. So stehen für praktische Anwendungen lediglich analytische Methoden zur Verfügung: (i) Die bekannte **MOJS-Formel** [MORISON et al. 50] und (ii) Druckschlagbeschreibungen wie [WIENKE 01] oder [CAMPBELL et al. 77].

Eine Verifikation der MOJS-Formel für sehr steile und brechende Wellen unter Beachtung der Trennung von quasi-statischen und dynamischen Kraftanteil sowie der Unterscheidung zwischen Einwirkung und Bauwerksantwort bei Kraftmessungen steht jedoch noch aus. Ebenfalls ist nicht geklärt, welcher Detaillierungsgrad der Seegangssimulation für ein zufriedenstellendes Ergebnis der Kraftermittlung notwendig ist.

## 1.2 Zielsetzung

Ein allgemeines Ziel ist die Erarbeitung der Beziehung zwischen den Parametern der Welle im Nahbereich des Zylinders und der normal auf die Zylinderachse wirkende, resultierende Belastung, um zu möglichst generischen, robusten und einfachen Ergebnissen zu gelangen. Dadurch wird u.a. auch die Integration in bestehende Bemessungskonzepte vereinfacht und die effiziente Nutzung der vorhandenen Ressourcen ermöglicht.

Diese Seegangseinwirkungen lassen sich grob in zwei Kategorien mit unterschiedlichen Zeitskalen und Bauwerksreaktion unterteilen: quasi-statische und dynamische Einwirkungen [WIEGEL 82]. Dabei rufen Letztere - nach der in dieser Arbeit verwendeten Definition - eine oszillierende Antwort der Struktur hervor. Beim Auftreten von Einwirkungen dieser Art ist eine dynamische Standsicherheitsanalyse des beanspruchten Bauwerkes erforderlich. Alternativ ist bei einer statischen Analyse ein dynamischer Lastfaktor zu berücksichtigen. Quasi - statische Einwirkungen können hingegen als nahezu identisch mit der eigentlichen Belastung des Bauwerkes angesehen werden.

Der **quasi - statische Kraftanteil** variiert in Phase mit der Wasserspiegelauslenkung. Die Belastung kann auch durch eine sehr steile, nicht brechende Welle erzeugt werden. Daraus ergeben sich folgende Zielsetzungen für diesen Teilaspekt:

- Die Überprüfung der Anwendbarkeit der MOJS-Formel zur Beschreibung der Einwirkung steiler Wellen sowie des quasi - statischen Kraftanteils als Teil der Belastung durch brechende Wellen,
- die Verifikation der Kraftkoeffizienten  $C_D$  und  $C_{Min}$  der MOJS-Formel und
- die Überprüfung der Anwendbarkeit einer vereinfachten Beschreibung der Wellenkinematik.

Die analytische Beschreibung der Wasserspiegelauslenkung brechender Wellen ist aufgrund der Brecherzunge schon allein durch die mathematische Beschränkung auf einen Funktionswert pro Zeitschritt nicht möglich. Somit ist eine geeignete Beschreibung der Wellenkinematik zu wählen, mit der die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung über die Wassersäule für die Kraftermittlung ausreichend angenähert werden



kann. Ein vereinfachtes Modell kann aufgrund der Komplexität einer brechenden Welle schon eine periodische Wellentheorie sehr hoher Ordnung sein.

Die endgültige Auslegung eines schlanken Seebauwerks erfolgt unter Verwendung der Kraftkoeffizienten  $C_D$  und  $C_M$ . Diese sind mehr oder weniger frei zu wählen. Gerade der Strömungsdruckbeiwert  $C_D$  schwankt je nach Erfahrungshorizont und subjektiver Einschätzung des Nutzers erheblich. Für moderate Wellenhöhen sind in der Vergangenheit eine Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt worden [MOBERG 88]. Trotz verfeinerter Messtechnik wurden in den folgenden physikalischen Experimenten mit steilen und brechenden Wellen keine verwendbaren Werte von Kraftkoeffizienten [MITTENDORF 06] oder alternative Ansätze zur Ermittlung der quasi-statischen Kraft veröffentlicht. Teilweise wurden Kraftkoeffizienten aus der gemessenen Partikelgeschwindigkeit abgeleitet. So könnten zwar Prozesse erkannt werden, ohne Bezug zu einer theoretischen Wellenbeschreibung sind jedoch die Kraftverläufe schwierig zu reproduzieren.

Der **dynamische Kraftanteil** tritt dagegen nur kurzzeitig auf ( $< 1/1000$  der Wellenperiode). Nur die Bauwerksreaktion ist in den Messungen über einen längeren Zeitraum sichtbar. Zur Berechnung der Stoßkraft liegt ein analytischer Ansatz vor, der im Rahmen der Dissertation von Wienke [WIENKE 01] für Sturzbrecher infolge Wellenfokussierung in großen Wassertiefen entwickelt wurde und in verschiedenen Regularien für Offshorebauwerke (IEC 614003) Eingang gefunden hat. Als maßgebliche Eingangsparameter in die theoretische Beschreibung der Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  sind die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$  und der *curling* Faktor  $\lambda$  zu nennen. Der *curling* Faktor beschreibt den Wirkbereich der Stoßkraft und ist von der Brecherhöhe und dem Brechertyp abhängig. Die Verifizierung des Koeffizienten  $\lambda$  für Seegang im Flachwasser und andere Brechertypen steht noch aus. Damit ergeben sich folgende Zielsetzungen:

- Verifikation der Gültigkeit der 3-D Druckschlagbeschreibung nach [WIENKE 01] für brechende Wellen unter Flachwasserbedingungen (Breachvorgang infolge shoaling) und
- Rückführung der Eingangsparameter auf theoretische Beschreibungen z.B. periodische Wellentheorien.

Die maximal zu erwartende Einwirkung ist für den stark schwankenden Druckschlag von besonderer Bedeutung, da jederzeit ein idealer Druckschlag ohne lastmindernde äußere Einwirkungen auftreten kann. Somit ist eine genaue Analyse der Lastfälle notwendig.

### 1.3 Methodik

Im ersten Schritt werden die bisherigen Arbeiten und der Wissenstand analysiert (**Abb. 1-2**). Am Ende dieses Prozesses sind die Zielsetzungen zu präzisieren oder anzupassen, und es können Vorgaben für die großmaßstäblichen Untersuchungen formuliert werden, die die Grundlage für die Verifizierung der bestehenden Ansätze bilden. Bei den Experimenten wird ein schlanker Kreiszylinder auf einer Böschung eingebaut und sowohl durch regelmäßigen als auch durch unregelmäßigen Brandungsseegang belastet. Anhand der Messdaten können die Wellenkinematik und die Wellentransformation auf der Böschung analysiert und charakteristische Wellenparameter im Nahfeld des Zylinders ermittelt werden.

Außerdem wird mittels Videoanalyse und unter Berücksichtigung der Gesamtkraftmessung und geeigneter Brechkriterien eine systematische Klassifizierung und Analyse der Lastfälle durchgeführt, um die maßgebende, maximal zu erwartende Kraftwirkung zu bestimmen. Für diesen maßgebenden Lastfall erfolgt die Verifikation und Erweiterung vorliegender Ansätze zur Druckschlagbeschreibung auf Pfähle, so dass abschließend eine quantitative Beschreibung der Belastung schlanker, vertikaler und geneigter Zylinder unter der Einwirkung brechender Wellen im Übergangs- und Flachwasserbereich bereitgestellt wird.

Der Beschreibung der experimentellen Untersuchungen (Kapitel 3) wird zunächst der Wissenstand in Kapitel 2 mit einem kritischen Überblick über die theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Krafteinwirkung auf schlanke Zylinder, die Grundlagen der Wellentransformation auf einer Böschung und die vorliegenden Untersuchungen in diesem Bereich vorangestellt. Anschließend beginnt die Auswertung der Messdaten nach dem in **Abb. 1-2** beschriebenen Vorgehen. Die Wellenereignisse werden auf der Basis der Lokation des Brechpunktes und des Brechertyps klassifiziert. Außerdem erfolgt eine Trennung von quasi-statischen und dynamischen Kraftanteilen. In Kapitel 0 wird die Beschreibung der Druckschlagbelastung nach dem theoretischen Ansatz von [WIENKE 01] verifiziert. Es folgt eine Prüfung des klassischen MOJS Modells für die Anwendung auf steile Wellen sowie die Verwendung einer periodischen Wellentheorie zu diesem Zweck. Weiter werden Erweiterungen des MOJS Modells vorgeschlagen und kritisch diskutiert. Abschließend erfolgt eine Diskussion und Zusammenfassung der erzielten Schlüsselergebnisse.

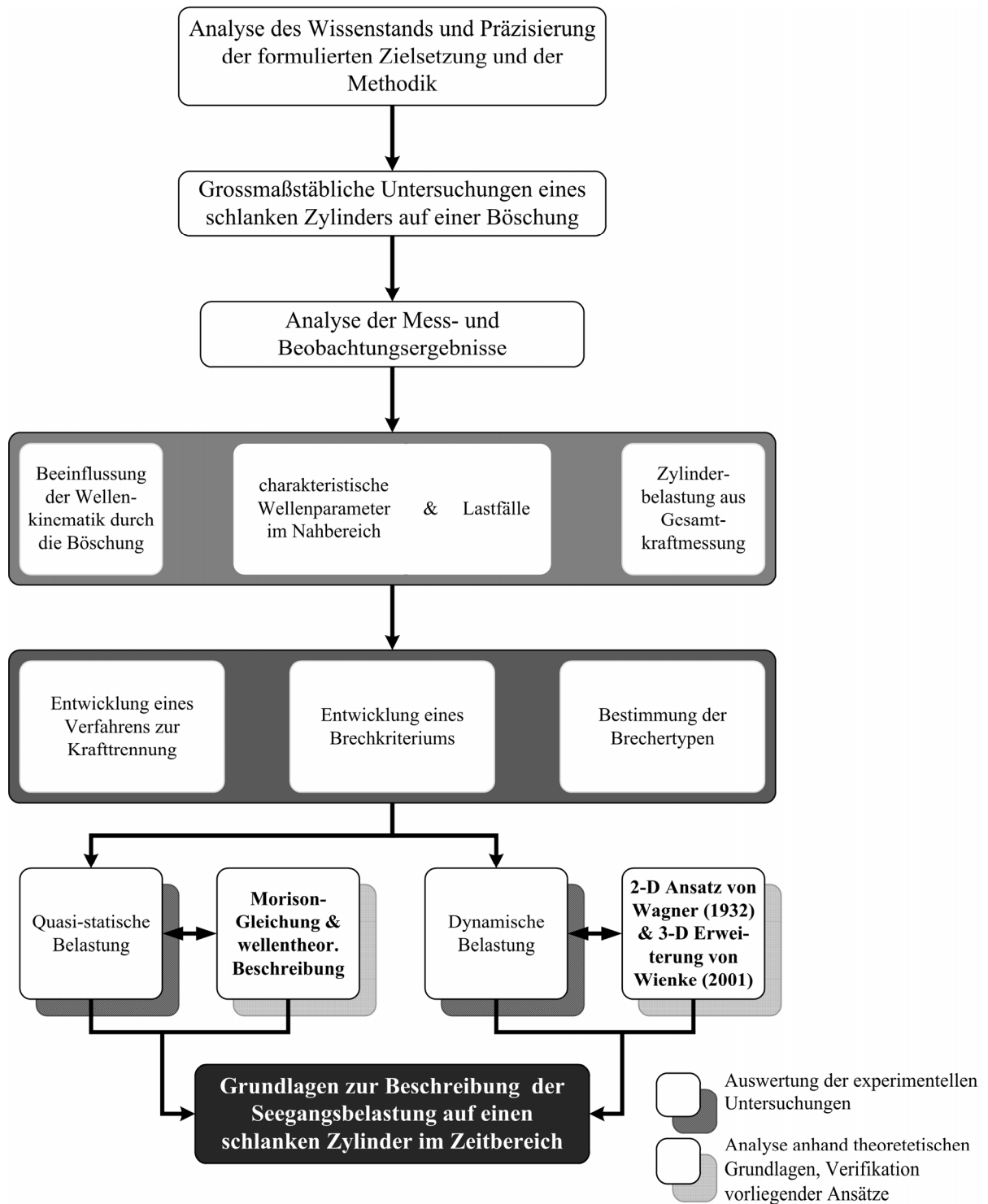


Abb. 1-2: Vorgehen bei der Erarbeitung einer Beschreibung der Seegangsbelastung auf einen schlanken Zylinder.



## 2 Wissensstand

Die analytische Beschreibung der Belastung schlanker Zylinder durch nicht brechende Wellen erfolgt anhand der MOJS-Formel ([CLAUSS et al. 88], [BARLTORP et al. 90]). Die hierfür notwendigen Kraftkoeffizienten wurden seit den 50er Jahren des vergangenen Jahrhunderts in einer Vielzahl von Untersuchungen ermittelt. Kräfte höherer Ordnung zur Erweiterung der MOJS - Formel werden ebenfalls etwa ab 1980 ([LIGHTHILL 79]) diskutiert und anschließend in Labormessungen untersucht.

Treffen brechende Wellen auf das zylindrische Seebauwerk ist zusätzlich die Druckschlagkraft zu berücksichtigen wie z.B. durch [WIENKE 01] und dort aufgeführte Autoren beschrieben.

Das folgende Kapitel fasst den Wissensstand zu den genannten Punkten zusammen. Es werden die Wellenkräfte, die theoretischen Beschreibungen und deren vereinfachte Annahmen sowie deren Einflussgrößen ausführlich diskutiert. Als wichtigste Eingangsparameter der theoretischen Beschreibung der Krafteinwirkung werden anschließend Theorien und Modelle zur Beschreibung der Wellenkinematik brechender Wellen dargestellt. Abschließend werden die eingangs formulierte Zielsetzung und Methodik präzisiert.

### 2.1 Wellenkraft auf schlanke Zylinder

Zu Beginn dieses Abschnitts sind einige Begriffe klar zu definieren, die schon oft zu Fehlinterpretationen und nicht verwertbaren Ergebnisse führten. Es ist zwischen einer **Einwirkung** und einer **Schnittgröße** zu unterscheiden. Bei der Einwirkung handelt es sich um eine äußere Kraft, z.B. die Kraft einer Welle auf einen Zylinder. Eine Schnittgröße dagegen ist eine Reaktion z.B. aufgrund einer äußeren Kraft, die aber eben auch durch die Bewegung und Masse des Bauwerks beeinflusst wird. Die mit einem Dehnmessstreifen gemessene Kraft fällt in die letztgenannte Kategorie. Nur bei einer ausreichend starren Konstruktion kann demnach direkt von einer Einwirkung auf die Schnittgrößen geschlossen werden. Dies ist gegeben, wenn die zeitliche Veränderung der Einwirkung sehr viel langsamer verläuft als die unterste Eigenschwingung des Bauwerks. So ist bei nicht brechenden Wellen die gemessene quasi-statische Belastung  $F_{wave,q}$  nahezu identisch mit der auf den Zylinder wirkenden Gesamtkraft (Abb. 2-1a). Die Wellenkraft resultiert aus der Umströmung des Pfahls. Die **quasi-statische Kraft**  $F_{wave,q}$  unterscheidet sich hinsichtlich Wirkdauer, Intensität und Auftretenshäufigkeit grundsätzlich von der **Stoßkraft**  $F_{wave,S}$ , die durch den Aufschlag der Brecherzunge und / oder der Brecherfront auf das Bauwerk erzeugt wird (Abb. 2-1b). Grundsätzlich ist immer zwischen Einwirkung und Bauwerksantwort zu unterscheiden, insbesondere bei impulsartigen Belastungen wie der Stoßkraft  $F_{wave,S}$ . Leider wurde diesem Umstand erst in jüngster Vergangenheit durch eine gesicherte Auswertung und Krafttrennung Rechnung getragen, z.B. [WIENKE 01], [IRSCHIK et al. 05] und [CUOMO et al. 07] (vgl. 2.1.3 und 4.2).

Die Gesamtbelastung brechender Wellen  $F_{wave,tot}$  ist daher als Superposition der quasi-statischen Einwirkung  $F_{wave,q}$  und der Stoßkraft  $F_{wave,S}$  getrennt zu analysieren ([WIEGEL 82]):

$$F_{wave,tot} = F_{wave,q} + F_{wave,S} \quad (2-1)$$

Beide Belastungen werden ebenfalls getrennt voneinander theoretisch beschrieben.

Im Gegensatz zur quasi-statischen Belastung  $F_{wave,q}$  kann die Stoßkraft  $F_{wave,S}$  mit Dehnmessstreifenapplikationen nicht direkt gemessen werden. Die Krafteinwirkung verläuft im Allgemeinen über einen sehr viel kürzeren Zeitraum als die Periode der Eigenschwingung der Struktur, so dass die dynamische Antwort des Zylinders statt der Stoßkraft aufgezeichnet wird. Die indirekt gemessene Stoßkraft kann daher nur unter-

Berücksichtigung der dynamischen Eigenschaften des Bauwerks sowie einer theoretischen Beschreibung der Stoßkraft ermittelt werden.

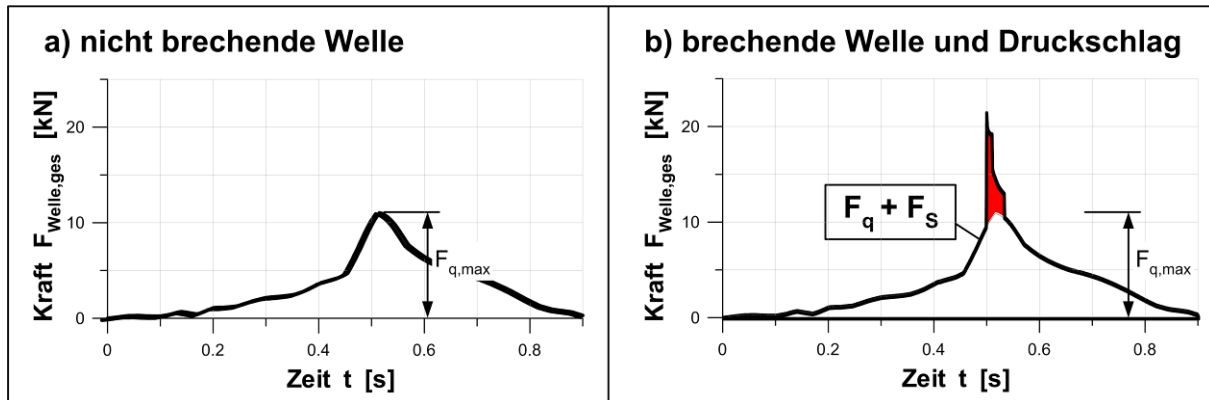


Abb. 2-1: Zeitreihen der Wellenkraft  $F_{\text{welle,tot}}$  auf einen schlanken Zylinder infolge einer nicht brechenden und brechenden Welle. Bei einer starren Struktur, z.B. GWK-Zylinder oder Stahljacket, wäre die gemessene Gesamtkraft  $F_{\text{ges}} = F_{\text{welle,tot}}$  für a) eine nicht brechende Welle identisch mit der Wellenkraft, hingegen wird b) - eine brechende Welle - eine dynamische Reaktion der Struktur hervorrufen. Als Folge schwingt die Struktur, so dass die Gesamtkraft oszilliert.

### 2.1.1 Quasi-statischer Belastungsanteil $F_{\text{wave,q}}$ und MOJS-Formel

Dieser Belastungsanteil wird quasi-statisch genannt, da er in Phase mit der Wasserspiegelauslenkung verläuft und aufgrund der langsamen, periodischen Veränderung keine dynamische Antwort einer relativ starren Struktur hervorruft. Statisch, weil die einzelnen Zeitschritte ohne Kenntnis der vorherigen Zeitschritt berechnet werden können und eine analytische Lösung des Problems möglich ist. Quasi-statisch, weil die Kraft in Wirklichkeit zeitlich variiert, jedoch wie eine statische Kraft behandelt wird.

Die analytische Berechnung der Wellenbelastung auf schlanke Zylinder erfolgt durch die **MOJS - Formel**. Die Formel beschreibt die Kraft pro benetzte Längeneinheit (des Zylinders) als Summe einer **Trägheitskraft**  $F_I$  und einer **Strömungsdruckkraft**  $F_D$ , die jedoch phasenverschoben auftreten. Die quasi-statische Gesamtkraft auf ein schlankes Bauteil folgt durch Integration über die wasserbenetzte Bauteillänge nach:

$$F_{\text{wave,q}} = F_I + F_D = \int_{-d}^{\eta} \left( C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} C_D \rho D |u| u \right) dz \quad (2-2)$$

mit  $F_I$ : **Trägheitskraft** (engl. *inertia*),  $F_D$ : **Strömungsdruckkraft** (engl. *drag*),  $\rho$ : Dichte des Wassers,  $D$ : Bauteildurchmesser,  $u$  und  $\partial u / \partial t$ : lokale horizontale Partikelgeschwindigkeit und -beschleunigung der Orbitalströmung unter den Wellen. Die dimensionslosen Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  sind experimentell zu bestimmen.

Die Beschreibung der Welleneinwirkung nach Gl. 2-2 geht von der Annahme eines steifen, unbeweglichen Zylinders aus. In Gl. 2-2 wird auch keine überlagerte Strömung berücksichtigt. Diese Annahmen können für die im GWK vorherrschenden Bedingungen gut eingehalten werden, so dass auf eine detaillierte Darstellung dieser Einflussfaktoren verzichtet wird. Einen kurzen Überblick über die Erweiterungen der MOJS-Formel zur Berücksichtigung dieser Faktoren geben [SHAFIEE-FAR et al. 96].

Die Anwendung der MOJS-Formel gründet auf einigen Annahmen, deren Einhaltung es zu prüfen gilt:

- ⇒ unendlich ausgedehntes Kontrollvolumen  
Im Fernfeld der Struktur ist die Strömung von der Struktur unbeeinflusst
- ⇒ Prüfung auf „schlanker Zylinder“  $D/L < 0.2$

Die Prüfung auf das Kriterium eines schlanken Zylinders erfolgt anhand der  $D/L < 0.2$  Relation: Beeinflussung der Welle durch die Struktur ist vernachlässigbar, benetzte Oberfläche entspricht in etwa der ungestörten Wasserspiegelauslenkung (siehe auch Abschnitt 6.3).

⇒ Streifenmethode

Die Kraftkoeffizienten werden für einen Querschnitt ohne Berücksichtigung der angrenzenden Profile verwendet.

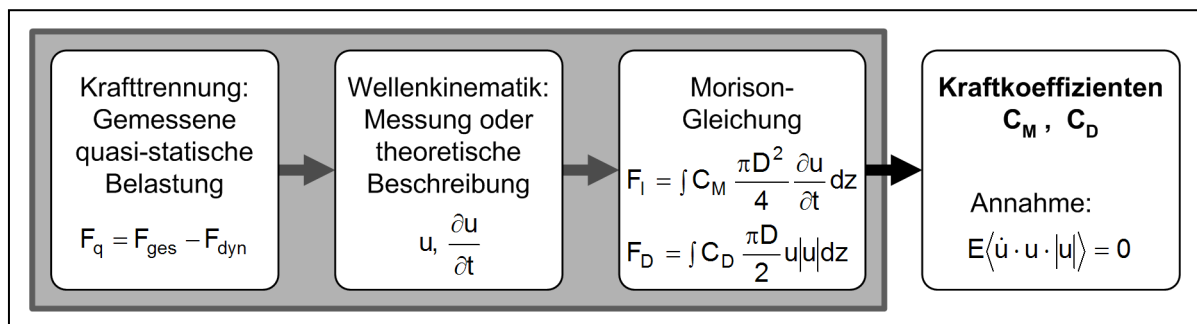
⇒ Gültigkeit des *cross-flow* Prinzips

Normalkomponente der Partikelkinematik kann zur Ermittlung der Normalkomponente der Kraft verwendet werden ([GARRISON 85], [SUMER&FREDSOE 06]).

Die Kraftanteile Strömungsdruckkraft  $F_D$  und die Trägheitskraft  $F_I$  sind in Anlage A und Anlage B kurz erläutert. Im Folgenden erfolgt eine gesonderte Darstellung der Kraftkoeffizienten und zahlreicher Einflussfaktoren (2.1.1.1). Abschließend werden mögliche Erweiterungen der MOJS-Formel zur Berücksichtigung von Kräften zweiter Ordnung beschrieben (2.1.1.2).

#### 2.1.1.1 Kraftkoeffizienten $C_D$ und $C_M$

Die MOJS-Formel bleibt, auch wenn den beiden Kraftanteilen physikalische Prozesse eindeutig zugeordnet werden können, eine semi-empirische Formel, d.h. die Koeffizienten sind durch den Vergleich mit experimentellen Untersuchungen zu bestimmen. Das Vorgehen bei der Bestimmung von **Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$**  der MOJS - Gleichung wird in Abb. 2-2 verdeutlicht.



**Abb. 2-2: Standardmäßiges Vorgehen bei der Bestimmung der Kraftkoeffizienten.** Unter Verwendung der ungestörten Partikelkinematik werden die Kraftkoeffizienten mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (engl. *least-square-errorfit*) ermittelt. Dabei werden ausschließlich eine Widerstandskraft  $F_I$  und eine Strömungsdruckkraft  $F_D$  berücksichtigt.

Erfolgt die Belastung durch brechende Wellen, ist im ersten Schritt die quasi-statische Belastung von der gemessenen Gesamtkraft zu separieren. Die verwendete Methode zur Krafttrennung wird in Abschnitt 4.2 vorgestellt. Auftriebskräfte sind im Falle geneigter Zylinder ebenfalls zu berücksichtigen. Nachfolgend wird die quasi-statische Belastung mit der MOJS-Kraft verglichen und die Kraftkoeffizienten mit einem geeigneten Algorithmus ermittelt (vgl. Abschnitt 2.1.1.1.3). Sind keine Messdaten der Wellenkinematik verfügbar, so sind die Koeffizienten unter Verwendung einer geeigneten theoretischen Beschreibung zu berechnen. In beiden Fällen ist bei der Verwendung der Kraftkoeffizienten zur Berechnung der auf einen schlanken Zylinder wirkenden Kräfte besonderes Augenmerk auf die Auswahl der Wellenkinematik unter der Welle zu richten, da die berechnete, resultierende Kraft hiervon entscheidend beeinflusst wird. Eine eingehende Diskussion der theoretischen Beschreibung der Partikelkinematik regelmäßiger Wellen ist in Abschnitt 2.2 gegeben.

Bei der Ermittlung der Kraftkoeffizienten ist die Eignung der Versuchsbedingungen zur Bestimmung der Koeffizienten zu beachten (Abschnitt 2.1.1.1.1). Auch haben die Strömungsformen (Abschnitt 2.1.1.1.2) und die hierfür verwendete Methode einen Einfluss auf die experimentell ermittelten Kraftkoeffizienten (Abschnitt 2.1.1.1.3).

Hinzu kommt die Frage der generellen Übertragbarkeit von Laborergebnissen auf die Bedingungen in der Natur. Neben dem marinen Bewuchs erfolgt eine Belastung des Bauwerks durch die Welle überlagernde Strömungen, zudem ist der Seegang unregelmäßig und die Belastung erfolgt mit Salz- statt mit Süßwasser.

Auf eine ausführliche Darstellung der im Schrifttum veröffentlichten Kraftkoeffizienten wird an dieser Stelle verzichtet und auf die Zusammenstellung in [MOBERG 88] verwiesen. Dort sind alle maßgeblichen Werte für nicht brechende Wellen, ebene oszillierende Strömungen und für unterschiedliche Oberflächenrauigkeiten zusammengefasst. Spätere Arbeiten konzentrieren sich zumeist auf die verbesserte Vorhersage der Wellenform und Wellenkinematik ([GUDMESTAD 98], [MITTENDORF 06]) und liefern keine neuen Erkenntnisse bezüglich der Kraftkoeffizienten der MOJS-Formel.

#### 2.1.1.1.1 Versuchsbedingungen

[DEAN 76] nennt eine Reihe von Fehlerquellen bei der Ermittlung der Kraftkoeffizienten. Insbesondere streicht er die Versuchsbedingungen als einen entscheidenden Punkt hervor, der zu berücksichtigen sei. Demnach ist je nach Größe des Parameters  $R_{Dean}$

$$R_{Dean} = \frac{2}{\pi D} \sqrt{\frac{E \langle u^4 \rangle}{E \langle \dot{u}^4 \rangle}} \quad (2-3)$$

mit

$$\begin{array}{ll} R_{Dean} < 0,25 & \text{geeignet für Bestimmung von } C_M \\ 0,25 < R_{Dean} < 4,00 & \text{geeignet für Bestimmung von } C_M \text{ und } C_D \\ R_{Dean} > 4,00 & \text{geeignet für Bestimmung von } C_D \end{array} \quad (2-4)$$

zu unterscheiden, ob die gemessene Zylinderbelastung besser zur Berechnung des  $C_D$  oder des  $C_M$ -Wertes geeignet ist.  $E \langle \rangle$  steht hier für den arithmetischen Mittelwert der in den Klammern angegebenen Größe. Basierend auf der Methode der kleinsten Fehlerquadrate resultiert dieser Faktor aus der Analyse der Fehlerellipsen.

Der Parameter  $R_{Dean}$  für die Wellenperioden von 4 - 10 s und einer Wassertiefe von 1,5 - 2,5 m liegt zwischen 0,5 und 1,6. Damit sind die Messdaten der „Serie B - GWK 2000“ zur Bestimmung beider Kraftkoeffizienten geeignet. Gleiches gilt für nicht brechende Wellen auf horizontaler Sohle der „Serie A - GWK 1998“. Auch hier sind die Testbedingungen geeignet zur Bestimmung beider Kraftkoeffizienten, wobei der Anteil der Trägheitskraft deutlich überwiegt.

Für die Untersuchungen GWK 2000 auf einer Böschung liegen die Datenpunkte im Bereich der Grenzwellenhöhen und höher. Für die Ermittlung des Parameters  $R_{Dean}$  ist die Partikelkinematik mit der Sobey Fourier - Theorie für die Grenzwellenhöhe nach [WILLIAMS 81] (in: [SOBEY 97]) bestimmt worden. Die Grenzwellenhöhe ist demnach zu berechnen mit:

$$H_{lim} = \frac{1.0575 \cdot g}{\omega^2} \cdot \tanh \frac{0.7879p + 2.0064p^2 - 0.0962p^3}{1 + 3.2924p - 0.2645p^2} \quad (2-5)$$

mit  $p = \omega^2 d / g$ , der Welleneigenkreisfrequenz  $\omega = 2\pi / T$ , der Grenzwellenhöhe  $H_{lim}$ , der Wassertiefe  $d$  und der Erdbeschleunigung  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ .



#### 2.1.1.1.2 Strömungsform

Ebenso sind die Strömungsformen zu berücksichtigen. [MOBERG 88] unterscheidet zwischen Labormessungen mit **oszillierende Strömungen** und **Orbitalströmungen** unter Wellen und **Messungen in der Natur**. Bei eben oszillierenden Strömungen im Labor werden die Einflüsse der freien Oberfläche nicht in der Analyse berücksichtigt. Die nichtlinearen Wellenformen und Bewegungen werden ebenfalls vernachlässigt. Zudem scheint diese Versuchsanordnung für die Untersuchung der Einwirkung brechender Wellen gänzlich ungeeignet. Messungen in der Natur sind dem gegenüber nur sehr schwer zu kontrollieren. Zum einen ist die Wasserspiegelauslenkung unregelmäßig, zum anderen ist es schwierig die verschiedenen Messdaten zeitsynchron zu erfassen und in der Auswertung zu synchronisieren. Für eine grundlegende Untersuchung der Einwirkung brechender Wellen im Flachwasserbereich sind Laboruntersuchungen mit Seegang am besten geeignet.

#### 2.1.1.1.3 Methoden zur Bestimmung der Kraftkoeffizienten

Die Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  können sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich ermittelt werden. Ebenso wurden in der Vergangenheit die Koeffizienten für benachbarte Datenpunkte, Abschnitte eines Wellenereignisses, einzelne Wellen und längere, mehrere Wellen aufgrund von umfassenden Messungen bestimmt. Die in Tab. 2-1 aufgelistete Auswahl an Methoden zur Bestimmung der Kraftkoeffizienten ist auf Auswertungstechniken im Zeitbereich beschränkt. Auf Darstellung von Analysetechniken im Frequenzbereich wird hier verzichtet. [WOLFRAM&NAGHIPOUR 99] stellten für alle untersuchten Methoden im Frequenzbereich deutlich größere Abweichungen zu den gemessenen Kraftverläufen als für die im Zeitbereich arbeitenden Methoden fest. Die Methode mit den im Mittel geringsten Abweichungen für unregelmäßigen Seegang war bei dieser Untersuchung die gewichtete least-square-error Methode. Hierbei wird der Einfluss der einzelnen Datenpunkte auf die Kraftkoeffizienten in Abhängigkeit zum Betrag der zeitsynchron gemessenen Kraft gewichtet. [WOLFRAM&NAGHIPOUR 99] berücksichtigten die Methoden 2, 3, 6, 7, 8 nach Tab. 2-1 in ihrer Analyse.

Methode zur Bestimmung der MOJS - Kraftkoeffizienten		zeitabhängige $C_M$ und $C_D$	zeitunabhängige $C_M$ und $C_D$	Quelle, abgeleitete Methoden und Beschreibung
1	Maximum Correlation		X	[NAJAFIAN&BURROWS 94]; [NAJAFIAN et al. 03]; basierend auf [BEARMAN 88]
2	Least - squares method		X	Am häufigsten verwendete Methode
3	Gewichtete Least - square - error		X	Größere Kräfte werden stärker gewichtet; Extrema werden besser nachgebildet; für Analyse einzelner Wellen nicht geeignet
4	Nulldurchgang der Geschwindigkeit und Beschleunigung		X	[MORISON et al. 50]
5	Methode der Null & Maximalkraft		X	siehe[MOBERG 88]
6	Fourier Mittelung		X	[KEULEGAN&CARPENTER 58]; [BEARMAN et al. 85]; [KLOPMAN&KOSTENSE 90]

Methode zur Bestimmung der MOJS - Kraftkoeffizienten		zeitabhängige $C_M$ und $C_D$	zeitunabhängige $C_M$ und $C_D$	Quelle, abgeleitete Methoden und Beschreibung
7	Mean - square - method		X	[BISHOP 79]; [DAVIS 92]; [BEARMAN et al. 95]; für Analyse einzelner Wellen nicht geeignet; Anwendung bei fehlender Phaseninformation zwischen Geschwindigkeits- und Kraftmessung
8	Method of moments		X	[PIESRON&HOLMES 65]; für Analyse einzelner Wellen nicht geeignet
9	zeitabhängige Kraftkoeffizienten	X		1. [HEIDEMAN et al. 79]: Local force coefficients & method of short segments 2. [MOBERG 88]: Für zwei benachbarte Messpunkte werden $C_M$ und $C_D$ bestimmt.

**Tab. 2-1: Methoden zur Bestimmung der MOJS - Kraftkoeffizienten im Zeitbereich**

Die Methode der kleinsten Fehlerquadrate, engl. *least - squares* oder auch *least - square - error*, wurde am häufigsten zur Ermittlung der MOJS Kraftkoeffizienten angewendet. Die Verwendung anderer Methoden fand nur in wenigen Ausnahmen statt.

Die Methoden zur Bestimmung zeitabhängiger Kraftkoeffizienten (Tab. 2-1: Nr. 9) finden keinerlei Verwendung im ingenieurpraktischen Alltag oder in Zertifizierungsvorschriften. Die Anwendungsbereiche der mit den genannten Methoden bestimmten Kraftkoeffizienten sind nur schwer oder überhaupt nicht zu definieren. So ist die Strömung um den Zylinder immer auch von den vorangegangenen Verhältnissen beeinflusst. Bei der Betrachtung zu kleiner Zeitintervalle ist diese Information nicht enthalten. Es werden für scheinbar ähnliche Strömungsverhältnisse völlig verschiedene Ergebnisse erzielt ([MOBERG 88]). Zusätzlich wird durch die Analyse benachbarter Datenpunkte von [MOBERG 88] und die Bestimmung einer Zeitreihe von Koeffizienten der Informationsgewinn über die Strömungsverhältnisse im Nahfeld des Zylinders nicht erhöht, so dass diese Methoden nicht empfohlen werden können.

Die Methoden 4 und 5 nach Tab. 2-1 verwenden lediglich zwei Zeitpunkte einer Messung, wodurch das Ergebnis leicht durch Rauschen oder statistische Ausreißer beeinflusst werden kann. Diese Verfahren stammen aus Zeiten begrenzter Rechenkapazitäten, so dass der Vorteil einer simplen Auswertung nicht mehr angeführt werden kann. Sie finden daher auch heute keine Beachtung mehr.

Die Methoden der System Identifikation ([KAPLAN et al. 83]; [WORDEN et al. 92]) und des Kalman - Filters ([WILDE et al. 90]) werden im Zusammenhang der Bestimmung von Kraftkoeffizienten als Sonderlösungen betrachtet und wurden nicht weiter geprüft.

Die *Maximum-Correlation* Methode wurde von [NAJAFIAN&BURROWS 94] als Verbesserung der *least-square-error* Methode eingeführt. Aufgrund der Definition der Methode der kleinsten Fehlerquadrate muss die ermittelte Kraft immer eine geringere Intensität als die gemessene aufweisen. Eine geometrische Erklärung hierfür geben [NAJAFIAN et al. 03]. In diesem Zusammenhang wird das Ergebnis von [WOLFRAM&NAGHIPOUR 99] bestätigt. Die Methode basiert auf dem Korrelationskoeffizienten zwischen gemessener Kraft  $F_{\text{meas}}$  und der theoretischen Beschreibung  $F_{\text{Mor}}$ . Eine kurze Darstellung dieser Methode ist in Anlage C gegeben.

Für die GWK Untersuchungen ist die Methode der kleinsten Fehlerquadrate anzuwenden. Hierdurch ist der Bezug zu bestehenden Angaben der MOJS Kraftkoeffizienten gesichert. Aufgrund der Einschränkung

gen der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, ist das Ergebnis anhand der *Maximum Correlation* Methode nach [NAJAFIAN&BURROWS 94] zu überprüfen.

#### 2.1.1.2 Erweiterungen der MOJS-Formel

Der Trägheitsanteil der MOJS-Formel entspricht mit einem Kraftkoeffizienten von  $C_M = 2$  der Belastung eines lotrechten Kreiszylinders nach der linearen Diffraktionstheorie ([LIGHTHILL 79], Gl. 38). Demnach wird die Beeinflussung der Strömung durch die Anwesenheit der Struktur als potentialtheoretische Dipolströmung angenähert, die freie Oberfläche linearisiert und die Druckintegration über den Umfang des Zylinders und von der Sohle bis zum Ruhewasserspiegel durchgeführt. Bei der MOJS - Formel werden die getroffenen Vereinfachungen durch die Anpassung des Kraftkoeffizienten  $C_M$  an experimentelle Ergebnisse korrigiert. Diese Korrektur ist aber durch den linearen Charakter des Trägheitsanteils nur beschränkt möglich, da nichtlineare Kräfte nicht nachgebildet werden können. In diesem Abschnitt werden Erweiterungen der MOJS-Formel zur Berücksichtigung der Kräfte höherer Ordnung vorgestellt und die Verbesserung in der Vorhersage der Belastung auf schlanke Bauwerke diskutiert. Eine Zusammenfassung von experimentellen Untersuchungen zu den Erweiterungen der MOJS-Formel erfolgt anschließend. Am Ende des Abschnitts wird ein Fazit gezogen.

Neben einer generell zu erwartenden Verbesserung in der Vorhersage der Wellenkräfte ergeben sich auch zwei weitere Nachteile aus der Nichtberücksichtigung zusätzlicher Terme höherer Ordnung in Gl. 2-2. Zum einen durch die lineare Abhängigkeit der Trägheitskräfte von der Partikelbeschleunigung. Demnach **werden alle nichtlinearen Kräfte der Strömungsdruckkraft zugeordnet** und fließen in den Koeffizienten  $C_D$  ein. Zum anderen können **einige beobachtete Phänomene mit dem bestehenden MOJS-Modell nicht erklärt** und beschrieben werden können. Nur durch die Einbeziehung nichtlinearer Trägheitskräfte können z.B. *Driftkräfte* oder das *ringing* erklärt werden. Zudem wird im MOJS Modell der Ein- und Ausströmdruck erweckt, alle Nichtlinearitäten würden ausschließlich durch die Strömungsdruckkraft hervorgerufen.

#### Korrekturen nach [LIGHTHILL 79]

Beides wird schon von [LIGHTHILL 79] kritisiert. Er schlägt die Berechnung des Trägheitsanteils mit insgesamt vier Termen vor. Grundlage der Untersuchung ist die Annahme einer Potentialströmung und die Vernachlässigung aller Einflüsse aus der Strömungsablösung und der turbulenten Strömung. Der erste Term  $F_1$  ist der Trägheitsanteil nach linearer Diffraktionstheorie und entspricht dem zugehörigen Anteil der MOJS-Formel nach Gl. 2-2. Nach der **linearen Diffraktionstheorie** kann der Kraftkoeffizient  $C_M$  im Anwendungsbereich ( $D/L < 0,2$ ) der MOJS - Formel mit 2 angenommen werden. Pro Einheit „vertikale Länge“ ist die Linienkraft damit definiert zu:

$$f_{1,linear} = 2 \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} . \quad (2-6)$$

Der zweite Term  $F_{1,diffraction,q}$  aus der genaueren Betrachtung und **Korrektur der kinematischen Randbedingung der freien Oberfläche**, die in der linearen Theorie linearisiert wird, kann nach [LIGHTHILL 79] im angesprochenen Anwendungsbereich vernachlässigt werden. Die Beeinflussung der Strömung durch eine schlanke Struktur ist nur gering.

Im nächsten Schritt betrachtet [LIGHTHILL 79] den dynamischen Druckanteil der Bernoulli - Formel und ermittelt die resultierende Kraft aus der **konvektiven Beschleunigung**, da unter einer Welle nicht von einer gleichförmigen Strömung ausgegangen werden kann. Gleichzeitig wird die Beeinflussung der Strömung durch einen Kreiszylinder wie schon bei der Ermittlung von  $F_1$  (Gl. 2-6) als Dipolströmung ange-

nommen, so dass  $F_{dy}$  von der advektiven Beschleunigung abweicht. [COOK&SIMIU 89] erweitern die Beschreibung von [LIGHTHILL 79] um die Einbeziehung der Drücke zweiter Ordnung.

$$f_{I,dynamic,Cook} = 2\rho \frac{\pi D^2}{4} \left( \frac{1}{2} u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{D^2}{4} \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} \right). \quad (2-7)$$

Im Falle eines die **freie Oberfläche durchstoßenden Zylinders** (engl. *surface piercing cylinder*) ist die Kraft  $F_{wl}$  (wl: engl. *waterline*) ebenfalls zur Gesamtkraft zu summieren.

### **Slender body theory nach [RAINEY 89]**

Ein wesentlicher Kritikpunkt von [RAINEY 89] und [RAINEY 95] an der Untersuchung von [LIGHTHILL 79] und folgenden Untersuchungen, die auf der Diffraktionstheorie basieren ([FALTINSEN et al. 95], [MALENCIA&MOLIN 95], [NEWMAN 96], [RAHMAN 98]), lautet, dass diese nur für geringe Wellenhöhen zulässige Ergebnisse liefern. Rainey ermittelt daher die Beschreibung der Wellenkräfte auf eine schlanke Struktur allein aus der Betrachtung der kinetischen Energie und vernachlässigt jegliche Interaktion von Fluid und Struktur. Damit ist die Kraft aus dem räumlichen Geschwindigkeitsgradienten  $F_{dynamic}$  nach [RAINEY 89] identisch mit der advektiven Beschleunigung der Navier - Stokes - Gleichung.

Die Krafteinwirkung aus der **freien Wasseroberfläche** gibt Rainey in zwei Termen an, einen für die Krafteinwirkung einer ungestörten Welle und einem Korrekturterm zur Berücksichtigung des Einflusses der Struktur auf die ihn umgebende Strömung. Später empfiehlt er [CHAPLIN et al. 97] den letztgenannten Term nicht zu berücksichtigen, da hier die Annahmen, die zur Ermittlung der Kraft führten, nicht mehr gültig sind und mehr noch der Vergleich mit experimentellen Untersuchungen für steile Wellen keine Übereinstimmungen ergab. Somit bleibt der Kraftterm aus der freien Wasserspiegeloberfläche für den vertikalen Zylinder ([CHAPLIN et al. 97]):

$$F_{waterline,Rainey} = -\rho \frac{\pi D^2}{8} u^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2-8)$$

mit dem Gradienten der Wasserspiegeloberfläche  $\partial \eta / \partial x$ . Mit Gl. 2-8 soll auch ein die ausschlagende Front steiler Wellen auf geneigte Zylinder berücksichtigt werden können, wenn die Wasserspiegeloberfläche annähernd parallel zur Zylinderfront verläuft, und somit auch die Druckschlagkraft brechender Wellen [RAINEY 95]. Die Beschreibung wirft hierzu einige Probleme auf:

- (i) Der *pile-up* Effekt wird hier nicht berücksichtigt. Wie in Abschnitt 2.1.2.2 erläutert, handelt es sich um einen Effekt, der das Eintauchen des Zylinders beschleunigt und somit zu einem erhöhten Druckschlag führt. In experimentellen Untersuchungen wurde die entscheidende Bedeutung dieses Effekts hinreichend nachgewiesen (vgl. 2.1.2.2.1, [CAMPBELL ET AL. 77]; [WIENKE 01]).
- (ii) Aus der Abhängigkeit der Druckschlagkraft von dem Gradienten der Oberfläche ergibt sich ein langsamer Anstieg der Kraft, der mit den experimentellen Beobachtungen nicht übereinstimmt. Hier erfolgt der Druckschlag plötzlich mit einer Anstiegszeit zum Maximalwert in der Größenordnung von <10 ms. Diese Anstiegszeit ist für die dynamischen Antwort der Struktur von Bedeutung und beeinflusst die resultierenden Spannungen des Bauwerks.
- (iii) Wie auch bei [SWIFT 89] zu sehen, wird bei dieser Beschreibung vereinfachend die hydrodynamische Masse eines vollständig eingetauchten Querschnitts verwendet, obwohl die „*waterline*“ Kraft  $F_{wl}$  einen Eintauchprozess beschreiben soll. Erst nach Abschluss des Eintauchprozesses sollte also die hydrodynamische Masse des vollständig eingetauchten Zylinders angesetzt werden.
- (iv) Bei Verwendung einer periodischen Wellentheorie zur Berechnung der Wasserspiegelauslenkung erhält man sowohl auf der Wellenfront als auch auf der rückwärtigen Wellenflanke einen Druck-

schlag aus der Symmetrie der Wellenform. Dies kann gemildert werden durch die Verwendung einer verbesserten Beschreibung der Wellenform. Jedoch bleibt der schwerwiegende Nachteil bestehen, dass eine äußere Belastung aufgrund des Austritts des Zylinder aus der Welle prinzipiell im Widerspruch zu den physikalischen Beobachtungen steht. Auf die Beschreibung der Druckschlagkraft wird in Abschnitt 2.1.2.2 genauer eingegangen.

Als weiterer Kraftterm führt [RAINEY 89] die **axiale Divergenz-Kraft** (engl. *axialdivergence*) ein. Die Ursache dieser Kraft liegt in der vertikalen Umlenkung der Strömung aufgrund der Längsausdehnung eines Pfahls. Die lineare Diffraktionstheorie berücksichtigt nur einen 2-dimensionalen Querschnitt, bei einem lotrechten Zylinder ist dies die horizontale Ebene. Die Strömung wird jedoch auch durch die Längsausdehnung der Struktur beeinflusst. Die Kraft ist folgendermaßen definiert:

$$F_{I, \text{AxialDiv, Rainey}} = \int_{-d}^d \rho \frac{\pi D^2}{4} u \frac{\partial w}{\partial z} dz \quad (2-9)$$

Dabei steht  $\rho \pi D^2 u / 4 = m_a \cdot u$  für den Impuls infolge der vertikalen - oder axialen - Umlenkung der Strömung und der Term  $\partial w / \partial z$  kann als Gradient der hydrodynamischen Massen interpretiert werden [RAINEY 95].

### 2.1.1.3 Experimentelle Untersuchungen zu den Erweiterungen der MOJS-Formel

Es wurden ebenfalls experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der oben beschriebenen Kraftanteile auf die Belastung schlanker Zylinder durch nicht brechende Welle unternommen, wie aus Tab. 2-2 ersichtlich.

Autor	Modellparameter	Wellenparameter	Beschreibung der Kinematik
[ELLIX&ARUMUGAM 85]	LxB: 20x0,75 m D = 3,4; 2,1; 0,96 cm	d = 0,5 m H = 0,03- 0,08 m T = 0.83-2 s	Airy
[COOK&SIMIU 89]	reg: NCEL unreg: LxBxT: 230x5x7 m D = 50 cm	d = 5 m H <sub>s</sub> = 0,8 m T <sub>p</sub> = 6 s	Stokes II
[THIAGARAJAN&BADDOUR 89]	LxBxT: 58,3x4,6x3 m D = 4,89 / 7,25 cm	d = 1 m H <sub>max</sub> = 0,3 m T = 0.83-2,5 s	Stokes II
[CHAPLIN ET AL. 97]	LxB: 18,0x0,75 m D = 10 cm	d = 0,525 m H <sub>max</sub> = 0,115-0,205 m T <sub>troughs</sub> = 1,05 s	Nichtlineare Modelle
[SWAN ET AL. 98]	LxBxT: keine Angabe D = 20,0; 32,6; 62,6 cm	d = keine Angabe H <sub>s</sub> = 0,279 m T <sub>p</sub> = 2,4 s	Nichtlineare Modelle

**Tab. 2-2: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Kräften zweiter Ordnung auf die Zylinderbelastung (ohne Diffraktion).**

Bei [ELLIX&ARUMUGAM 85] werden die nichtlinearen Kraftanteile anhand einer FFT-Analyse ermittelt. Dies Vorgehen ist leider nicht eindeutig, da hier nichtlineare Kraftanteile leicht durch mathematische Artefakte bei Anwendung der linearen FFT erzeugt werden können, wenn die Zeitreihen von idealen Sinus- oder Kosinusschwingungen abweichen.

Bei [THIAGARAJAN&BADDOUR 89] ist leider zu hinterfragen, ob durch die Verwendung einer Wellentheorie zu geringer Ordnung nicht versehentlich Kräfte zweiter Ordnung identifiziert werden (Stokes II. Ordnung). Ebenso scheint es, als nehmen die Kräfte zweiter Ordnung betragsmäßig mit zunehmender Wellenhöhe ab. Das widerspricht allen Messungen und Beschreibungen der Partikelkinematik.

[COOK&SIMIU 89] verwenden für ihre Analyse des Einflusses der Kräfte 2. Ordnung Messdaten aus großmaßstäblichen Untersuchungen. Die Messkampagne mit unregelmäßigem Seegang ist im Maßstab mit den GWK-Untersuchungen identisch. Es wurde der Einfluss des dynamischen Drucks nach Gl. 2-7 untersucht. Das Ergebnis ergab eindeutig keinerlei Verbesserung der Vorhersage der Wellenkräfte bei Berücksichtigung der dynamischen Lighthill-Kraft.

Zum gleichen Ergebnis kommt bei objektiver Betrachtung die Studie von [SWAN et al. 98] für alle nichtlinearen Kräfte nach dem Modell von [RAINEY 89]. Die Anteile nichtlinearer Kräfte mussten schon logarithmisch verstärkt werden, damit sie erkennbar sind. Auf den Maximalwert der Gesamtkraft dürften sie wenig Einfluss haben. [CHAPLIN et al. 97] zeigen zudem, dass die Wahl der Partikelkinematik sehr viel größeren Einfluss auf die Maximalwerte der Kraft sehr steiler Wellen hat, als die Berücksichtigung nichtlinearer Kraftterme. Die Übereinstimmung von berechneter und gemessener Gesamtkraft ist jedoch im dargestellten Fall nicht sehr gut.

### 2.1.2 Dynamischer Belastungsanteil $F_{\text{meas,dyn}}$ und Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$

Im folgenden Abschnitt werden die Begriffe Stoßkraft und dynamischer Belastungsanteil voneinander abgegrenzt. Anschließend wird auf die Ermittlung der Stoßkraft aus der gemessenen Kraft eingegangen. Es folgt eine Darstellung der theoretischen Beschreibung des Druckschlags. Es wird immer der Bezug zum dreidimensionalen Druckschlagmodell von [WIENKE 01] hergestellt. Die Arbeiten entstanden ebenfalls als Teil des Projekts „Belastung zylindrischer Seebauwerke durch brechende Wellen“. Wesentliche Bereiche der Kraftanalyse bauen auf dieser Arbeit auf.

#### 2.1.2.1 Definition und Ermittlung der Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$

Im Gegensatz zur quasi-statischen Belastung ist der - in den Auflagern gemessene - dynamische Kraftanteil  $F_{\text{meas,dyn}}$  nicht identisch mit der Welleneinwirkung, der Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$ . Die Stoßkraft kann nicht direkt in den Auflagern der Messstruktur gemessen werden. Die gemessene dynamische Kraft stellt vielmehr die Reaktionskraft (=Antwort) des Zylinders auf die kurzzeitige Einwirkung durch den Aufschlag der Brecherfront und/oder der Brecherzunge dar.

Ob und mit welchem Betrag eine Struktur auf eine Einwirkung dynamisch antwortet, wird maßgeblich durch das Verhältnis des zeitlichen Gradienten der Einwirkung zur Eigenfrequenz der Systems bestimmt. [OUMERACI&KORTENHAUS 94] haben diese Abhängigkeit in einer Sensitivitätsanalyse für einen Wellenbrecher dargestellt. Für die Untersuchung der Zylinderbelastung ist das entscheidende Ergebnis dieser Untersuchung, dass die Einwirkung nicht direkt gemessen werden kann, sondern aus den gemessenen Kräften anschließend ermittelt werden kann. Im Umkehrschluss steht die ermittelte Einwirkung zwingend direkt mit dem verwendeten Algorithmus zur Bestimmung der Stoßkraft in Beziehung. Oft wird dieser wichtige Unterschied in der Definition der Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  (engl. *impact*, *slamming*) und gemessener Reaktionskraft  $F_{\text{meas,dyn}}$  übersehen. Die Ergebnisse sind dann nur für den untersuchten Prototypen und Strukturen mit ähnlichen dynamischen Eigenschaften gültig. Es müssen also zunächst aus den gemessenen Auflagerkräften die Einwirkungen ermittelt werden. Es ist die Veränderung der gemessenen Gesamtkräfte durch die gedämpfte Schwingung des Zylinders, hervorgerufen durch den Druckstoß, zu analysieren. Somit konnten die bestehenden Druckschlagbeschreibungen bis Ende der 70er mit den bis dahin durchge-

fürten Versuchen direkt nicht überprüft werden. Dies war versuchstechnisch erst durch den Einsatz von Druckmessdosen möglich, deren Eigenfrequenz bei 50 kHz und höher liegt.

[CUOMO et al. 03] benutzen einen Wavelet-Filter, um die gemessenen Kräfte auf horizontal angeordnete Bauteile von der Eigenschwingung der Struktur zu befreien. Das in der Amplitude reduzierte Ergebnis soll mit der Einwirkung durch die brechende Welle identisch sein. Dagegen spricht jedoch die Druckschlagdauer und die Anstiegszeit der Kraft, die mehr als das fünffache geringer als die Eigenperiode mit  $T_N = 1/16,66$  s sind. Damit wäre zu erwarten, dass die Einwirkung durch die Strukturdämpfung verringert in den Dehnmessstreifen aufgezeichnet wird, wie die Ergebnisse von [OUMERACI&KORTENHAUS 94] bestätigen. Die tatsächliche Stoßkraft muss für dieses Verhältnis (ca. 1:5) von Eigenperiode zu Anstiegszeit bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Wirkdauer demnach im Betrag größer sein als das gemessene Signal - auf keinen Fall geringer wie von [CUOMO et al. 03] vorgeschlagen.

Den Einfluss der gedämpften Schwingung des Zylinders auf die gemessenen Gesamtkräfte haben auch [HANSEN&TØRUM 99] erkannt. Es wurde eine aus drei Zylindern zusammen gesetzte Struktur untersucht. Sie versuchten aus den gemessenen Gesamtkräften über eine Integration der Strukturbewegungsgleichung auf die Einwirkung zu schließen, um einen Ansatz zur Abschätzung der Maximalkraft für Bemessungszwecke zu entwickeln. Um eine befriedigende Lösung dieses Problems zu bekommen, wurden die Zeitschritte der Integration auf 0.003 s herauf gesetzt. Mit der Verlängerung des Zeitschritts wird aber bei gleich bleibendem Impuls die Maximalbelastung verringert. Die Ergebnisse hängen dann von der Wahl eines Zeitintervalls ab und sind nicht mehr zuverlässig. Sie begründeten diesen Schritt, mit der notwendigen Unterdrückung von vorhanden Störungen auf den Messsignalen (engl. *noise*).

[WIENKE 01] konnte mittels einer sukzessiven Integration ebenfalls nicht von der gemessenen Gesamtkraft auf die Einwirkung schließen. Das berechnete Signal wies zu große Schwingungen auf, um daraus eine Aussage über das Zeitverhalten der Einwirkung treffen zu können. Er vermied es aber z.B. durch den Einsatz von Frequenzfiltern die Berechnung zu beeinflussen. In diesem Falle wäre das Ergebnis stark von der Wahl des Filters abhängig und somit nicht mehr zuverlässig. Stattdessen konnte die Einwirkung durch die Vorgabe des Zeitverhaltens der Stoßkraft berechnet werden, welches anhand von Druckmessungen verifiziert wurde ([WIENKE 01]).

## 2.1.2.2 Zweidimensionale Druckschlaglinienkraft

### 2.1.2.2.1 Vergleich bisheriger Untersuchungen im Schrifttum

Die dreidimensionale Druckschlagbeschreibung basiert auf einem zweidimensionalen Ansatz, der die Ausbreitung um den Zylinderumfang beschreibt, und der Erweiterung in Richtung der Zylinderachse. Hierbei handelt es sich um die analytische Beschreibung der Welleneinwirkung. Die Beschreibungen der 2-D Linienkraft gehen auf die Arbeiten von [VON KARMAN 29] und [WAGNER 32] zurück. Dabei wird eine Potentialströmung vorausgesetzt, d.h. das Fluid ist reibungsfrei und nicht komprimierbar, die Strömung somit rotationsfrei. Um eine analytische Lösung des Problems zu erzielen, betrachten beide den Druck auf eine „ebene Platte“, deren Breite  $b$  mit dem Eintauchen bis auf den Zylinderdurchmesser zunimmt und es gilt  $b = R$ . An diesem Punkt ist der Eintauch- sowie Aufschlagprozess beendet. Die Modelle unterscheiden sich in der Berücksichtigung der Verformung der Wasseroberfläche. Bei [VON KARMAN 29] pflanzt sich der Druckschlag mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der ungestörten Wassermasse fort. [WAGNER 32] berücksichtigt dagegen, dass beim Eintauchprozess ein Teil des Wassers aufgrund der Verdrängung an der Pfahloberfläche an den Rändern entweichen muss, der so genannte ***pile-up Effekt*** (Abb. 2-3).

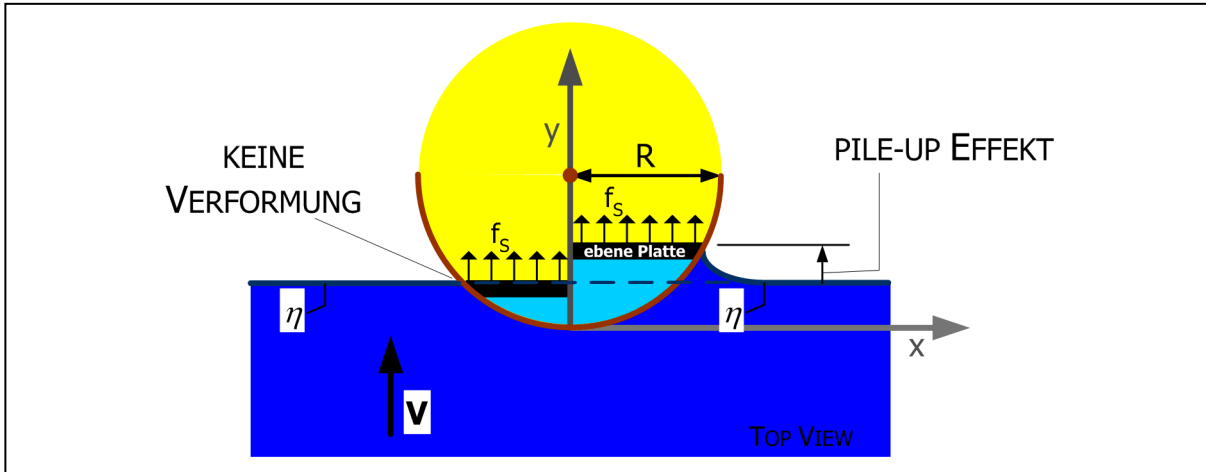


Abb. 2-3: Einfluss der Verformung der Wasseroberfläche auf den Eintauchprozess und die Ersatz-Plattenbreite auf die 2-D Druckschlagbeschreibungen. Wird keine Verformung berücksichtigt, erfolgen die Ausbreitung und der Eintauchprozess mit der Fortschrittsgeschwindigkeit der Wassermasse. Durch die Berücksichtigung des pile-up Effektes aufgrund der Verdrängung des Wasser wird dieser Prozess beschleunigt. Die Breite der ebenen Platte zur Druckermittlung ist somit breiter zum Zeitpunkt  $t_i$  wie oben dargestellt.

Der Druckschlag wird durch den *pile-up* Effekt beschleunigt und der Maximalwert verdoppelt. Die analytische Beschreibung der Linienkraft  $f_s$  lautet in beiden Fällen für den lotrechten Zylinder:

$$\begin{aligned} f_s(t) &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot C_S(t) \\ &= \rho \cdot R \cdot C_b^2 \cdot C_S(t) \quad \text{mit: } C_b = V \end{aligned} \quad (2-10)$$

mit  $\rho$ : Fluideichte,  $R$ : Radius des Zylinders,  $C_b$ : Wellenfortschrittsgeschwindigkeit im Brechpunkt (= Aufschlaggeschwindigkeit  $V$ ) und  $C_S(t)$ : zeitabhängiger *slamming* - Koeffizient. Als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wassermasse ist hier schon die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit eingesetzt. Aufgrund der im Vergleich zur Wellenperiode ( $T > 3$  s) sehr kurzen Druckschlagdauer ( $< 100$  ms) wird die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit als konstant angesetzt. Die unterschiedliche Betrachtung des Eintauchprozesses von [VON KARMAN 29] und [WAGNER 32] resultiert in unterschiedlichen *slamming* - Koeffizienten:

$$\begin{aligned} C_S(t=0) &= \pi \quad \text{von Karman (1929)} \\ C_S(t=0) &= 2 \cdot \pi \quad \text{Wagner (1932)} \end{aligned} \quad (2-11)$$

In Abb. 2-4 sind die Druckschlagkoeffizienten nach [VON KARMAN 29] und [WAGNER 32] als horizontale Geraden eingetragen. Zudem ist ersichtlich, dass das Modell von [GODA et al. 66] auf der Untersuchung von [VON KARMAN 29] basiert und einen linearen Verlauf des Koeffizienten voraussetzt. [FABULA 57] ersetzt die Annahme der ebenen Platte durch eine Ellipse. Die Untersuchung bestätigt den Startwert von Wagner  $C_S(t=0)=2\pi$ . Gleichzeitig kann Fabula's Ergebnis im Untersuchungsbereich als Ausgleichsgerade der Näherung von [WIENKE 01] angesehen werden. Das Ergebnis von [COINTE 89] geht auf eine Störungsrechnung unter Berücksichtigung der Druckterme zweiter Ordnung und der Annahme eines elliptischen Wasserkeils zurück. Aufgrund der sich ändernden Kontur im Modell von [WIENKE 01] unterscheiden sich die Modelle im zweiten Abschnitt (vgl. Gl. , Gl. 2-13). Auch das Wellicome Modell (in: [CAMPBELL et al. 77]) berücksichtigt die Verformung der Oberfläche und hat den Startwert  $2\pi$ . Der Zylinder wird durch einen parabolischen Ansatz angenähert, gleichzeitig werden aber lediglich lineare Druck-



anteile berücksichtigt. Die Ausgleichsgerade [CAMPBELL&WEYNBERG 79] in Abb. 2-4 basiert auf Druckmessungen eines horizontal eintauchenden Rohres.

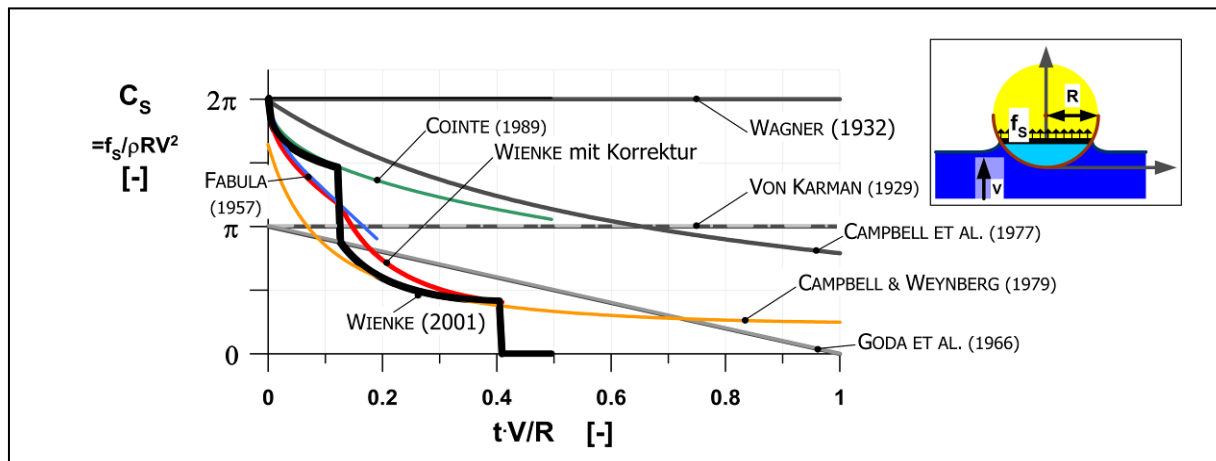


Abb. 2-4: Zeitlicher Verlauf des Druckschlag Koeffizienten  $C_s$  (engl. *slamming*) anhand unterschiedlicher theoretischer Modelle und Messungen, nach [WIENKE 01] mit Ergänzungen. Die Untersuchungen von [VON KARMAN 29], und [WAGNER 32] ermitteln den Koeffizienten  $C_s$  nur für den Startzeitpunkt, [WAGNER 32] jedoch unter Berücksichtigung des pile-up Effektes. [CAMPBELL et al. 77] berücksichtigt lediglich lineare Terme der Bernoulli-Gleichung, später veröffentlichten [CAMPBELL&WEYNBERG 79] eine empirische Ausgleichsgerade aus Druckmessungen. Die Maxima der Messdaten von [CAMPBELL&WEYNBERG 80], die Ausgleichsgerade von [CAMPBELL&WEYNBERG 79] als auch die Ergebnisse von [FABULA 57] bestätigen die analytische Approximation des Druckschlags von [WIENKE 01].

Die Laboruntersuchungen zur Druckschlagbelastung von [CAMPBELL et al. 77] gehören zu den am besten kontrollierten Testserien überhaupt und liefern somit sehr vertrauenswürdige Ergebnisse. Dementsprechend ist die experimentell ermittelte Ausgleichsgerade von [CAMPBELL&WEYNBERG 79] (ebenso [CAMPBELL&WEYNBERG 80]) im Schrifttum weit verbreitet z.B. [FALTINSEN 90]. Der Aufbau bestand aus einem horizontalen Rohr, dass in ein Wasser gefülltes Becken gestoßen wurde. Bei einem Vergleich mit theoretischen Beschreibungen ist zu bedenken, dass die Modelle von einem idealen Druckschlag ausgehen. Der ideale Lastfall charakterisiert dann die obere Grenze der experimentellen Ergebnisse von [CAMPBELL&WEYNBERG 80], wie durch die Messergebnisse auch bestätigt wird ([CAMPBELL et al. 77], fig. 26). Gerade zu Beginn des Druckschlags in der Staulinie wurde auch von [WIENKE 01] eine hohe Variabilität der Drücke festgestellt, die mit zunehmender Ausbreitung abnahm. Die Abtastrate der Druckmessungen ist nicht eindeutig beschrieben, wahrscheinlich handelt es sich um Papieraufzeichnungen, evtl. auch um eine Aufzeichnung mit 5 kHz. In jedem Fall ist zu hinterfragen, ob immer die Maximalwerte der Druckbelastung aufgezeichnet werden konnten oder eventuell nur Werte auf den Flanken. Unter Beachtung dieser Aspekte bestätigen die Experimente von [CAMPBELL et al. 77] die theoretischen Überlegungen von [FABULA 57], [WIENKE 01] und [COINTE 89]. Der in [FALTINSEN 90] veröffentlichte Koeffizient  $C_s = 5.15$  ist somit die Ausgleichsgerade verschiedener experimentell ermittelter *slamming* – Koeffizienten.

Die rechenintensive Untersuchung von [FABULA 57] bestätigt die vereinfachte Approximation von [WIENKE 01], insbesondere wenn man unten beschriebene Korrekturen, berücksichtigt (Gl. 2-14, Gl. 2-15). Ebenso zeigt der Vergleich mit Druckmessungen, dass die Absolutwerte und Ausbreitungsgeschwindigkeit mit diesem Modell sehr gut wiedergegeben werden ([CAMPBELL&WEYNBERG 80], [WIENKE&OUMERACI 05]).

Im Gegensatz zu [WIENKE 01] wird mit dem Modell von [GODA et al. 66] die Eintauchgeschwindigkeit unterschätzt. Des Weiteren wurde der Zeitverlauf der Linienkraft von [WIENKE 01] auch anhand der Gesamtkraftmessungen geprüft. So werden die Kraftmaxima der gedämpften Zylinderschwingung aufgrund des langsameren Eintauchprozesses mit dem Goda - Modell deutlich zu spät vorhergesagt. Mit dem Wienke - Modell wird der systematische Fehler eliminiert ([WIENKE 01], Abb. 5.30, Abb. 5.31) und die Kraftmaxima zum korrekten Zeitpunkt vorhergesagt, wie schon von [CAMPBELL et al. 77] gezeigt.

Die theoretischen Untersuchungen belegen - analog zu [WIENKE 01]- die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Oberflächenverformung (pile-up Effekt). Gleiches wird durch die Laboruntersuchung von [CAMPBELL et al. 77] eindeutig bestätigt. Das Wellicome Modell beschreibt die Ausbreitung der Wassermasse um den Zylinder (engl.: *spray root*) mit erstaunlicher Genauigkeit ([CAMPBELL et al. 77], fig. 15). Bei Verwendung der statischen Ausbreitungsgeschwindigkeit werden die gemessenen Eintauchzeitpunkte deutlich unterschätzt und zu spät vorhergesagt, d.h. es ist zwingend die Verformung der Wasserspiegeloberfläche in der theoretischen Beschreibung des Druckschlags zu berücksichtigen.

#### 2.1.2.2.2 2-D Druckschlag Approximation nach [WIENKE 01] unter Berücksichtigung des pile-up Effektes

[WIENKE 01], siehe auch [WIENKE&OUMERACI 05], konnte den *slamming* - Koeffizienten auf analytischem Wege für die gesamte Druckschlagdauer durch die Approximation der Zylinderkontur in zwei Abschnitten bestimmen und den Rechenaufwand verringern. Dabei galt es zwei Bedingungen einzuhalten:

- (i) Gute Approximation der Kontur in der Staulinie, da hier die maximale Belastung auftritt
- (ii) Gute Approximation der Druckschlagsdauer

Zur Berechnung des zeitabhängigen *slamming* - Koeffizienten während des Eintauchvorgangs wird die Kreiskontur des horizontalen Schnitts durch den Zylinder abschnittsweise mittels einer Parabelfunktion sowie ein Polynom IV. Ordnung approximiert. Ebenfalls werden nicht-lineare Terme der Bernoulli - Gleichung berücksichtigt. Mit diesem Ansatz kann auch der Druckschlag auf geneigte Zylinder abgeschätzt werden. Für den dann im Bezug auf die Wellenfortschrittsrichtung elliptischen Zylinderquerschnitt ist die Linienkraft nach [WIENKE 01] folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned}
 f_{S\perp,1}(t_0 \leq t < t_1) &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot C_{S1}(t) \\
 &= \rho R V^2 \cos^2 \gamma \cdot \left( 2\pi - 2\sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{4R}} \cdot t \right) \\
 \text{mit : } t_1 &= \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}
 \end{aligned} \tag{2-12}$$

$$\begin{aligned}
 f_{S\perp,2}(t_1 \leq t \leq t_{\text{end}}) &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot C_{S2}(t) \\
 &= \rho R V^2 \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'}} - \dots \right. \\
 &\quad \left. \dots 4 \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \right) \quad (2-13)
 \end{aligned}$$

$$\text{mit: } t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad \text{und} \quad t_{\text{end}} = \frac{13}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$$

Mit  $t$ : Zeit;  $t'$ : relative Zeit im zweiten Zeitabschnitt;  $\rho$ : Dichte des Wassers;  $R$ : Zylinderradius;  $V$ : Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wassermasse;  $\gamma$ : Winkel zwischen Fortschrittsrichtung der Wassermasse und dem –lot auf die Zylinderachse;  $C_{S1}$ ,  $C_{S2}$ : Druckschlag (engl. *slamming*) Koeffizienten. Das Produkt  $V \cdot \cos \gamma$  ist die auf die Zylinderachse lotrechte Geschwindigkeitskomponente der Wassermasse und setzt sich aus der Zylinderneigung  $\alpha_{\text{cyl}}$  sowie der Fortschrittsrichtung der Wassermasse zusammen. Im Falle der horizontalen Ausbreitungsrichtung der Brecherzunge ist der Winkel  $\gamma$  identisch mit der Zylinderneigung und die Geschwindigkeit  $V$  gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$ .

Aufgrund der unterschiedlichen Approximation der Zylinderkontur in den Zeitabschnitten, kommt es zu einem Belastungssprung zum Zeitpunkt  $t_1$  (vgl. Abb. 2-4). Die Einführung linear veränderlicher Korrekturfaktoren  $C_{S1,\text{correction}}$ ,  $C_{S2,\text{correction}}$  heben diesen Sprung auf:

$$\begin{aligned}
 f_{S\perp,1,\text{corr}} &= f_{S\perp,1} \cdot C_{S1,\text{correction}}(t) \\
 \text{mit } C_{S1,\text{correction}}(t) &= 1 - \left[ \frac{C_{S1}(t_1) - 0.5 \cdot [C_{S1}(t_1) + C_{S2}(t_1)]}{C_{S1}(t_1)} \cdot \frac{t}{t_1} \right] \quad (2-14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_{S\perp,2,\text{corr}} &= f_{S\perp,2} \cdot C_{S2,\text{correction}}(t) \\
 \text{mit } C_{S2,\text{correction}}(t) &= 1 + \left[ \frac{0.5 \cdot [C_{S1}(t_1) + C_{S2}(t_1)] - C_{S2}(t_1)}{C_{S2}(t_1)} \cdot \frac{[(t_{\text{end}} - t_1) - (t - t_1)]}{(t_{\text{end}} - t_1)} \right] \quad (2-15) \\
 &= 1 + \left[ \frac{0.5 \cdot [C_{S1}(t_1) + C_{S2}(t_1)] - C_{S2}(t_1)}{C_{S2}(t_1)} \cdot \frac{t_{\text{end}} - t}{t_{\text{end}} - t_1} \right]
 \end{aligned}$$

Die für die Wahl der Zylinderapproximation entscheidenden Zeitpunkte sind von dieser Korrektur nicht beeinflusst. Im ersten Zeitabschnitt gilt der Druckschlag Koeffizient weiterhin:

$$C_{S1}(t = 0) = 2\pi \quad (2-16)$$

Ebenso sind die Dauer des Druckschlags, sowie der Betrag des Druckschlags zum Zeitpunkt  $t_{\text{end}}$  unverändert. Eine Unstetigkeit im zeitlichen Verlauf bleibt am Übergang der Zeitabschnitte zweifelsohne bestehen.

### 2.1.2.3 Dreidimensionale Druckschlagskraft $F_{\text{wave,S}}$

Die Erweiterung des Linienkraftmodells zu einer Druckschlagkraft erfolgt in allen Modellen, indem die Linienkraft mittels eines Koeffizienten ins Verhältnis zur Wasserspiegelauslenkung im Brechpunkt

$\eta_b$  gesetzt wird und damit die Höhe der Druckschlagfläche ermittelt werden kann. Dieser Koeffizient, der sog. **curling Faktor  $\lambda$** , wurde von [GODA et al. 66] eingeführt.

In der ursprünglichen Definition von [GODA ET AL. 66] steht der **curling Faktor  $\lambda$**  für den lotrechten Abschnitt der Brecherfront, der mit der Druckschlagfläche identisch sein soll. Bei Annahme einer senkrechten Brecherfront sollte der Druckschlag für den lotrechten Zylinder zeitgleich über die gesamte Druckschlagfläche erfolgen. Bei den geneigten Zylindern breitet sich die Stoßkraft, die nach diesem Modell mit der aufschlagenden Wassermasse und folglich mit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit fortschreitet, demnach entsprechend der Neigungsrichtung von einem Kontaktpunkt ausgehend über die Höhe mit der Wellenfortschrittsrichtung aus ([WIENKE 01], Abb. 3.14). Ausgehend von der Annahme einer lotrechten Wellenfront, müsste der Druckschlag bei einem lotrechten Zylinder zeitgleich auf verschiedenen Höhen der Druckschlagfläche erfolgen. Bei einem geneigten Zylinder würde der Druckschlag demnach mit einem Zeitversatz entsprechend der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit auftreten. Für die Untersuchungen von [WIENKE 01] ergäbe sich bei einer Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von 6 m/s und einer Zylinderneigung von 25° ein Zeitversatz von 150 ms über eine Höhe von 2 m.

Die experimentellen Untersuchungen von [WIENKE 01], siehe auch [WIENKE&OUMERACI 05] (fig. 21), widerlegt diese Annahme. Dabei wurden die Druckmessungen in vertikaler Richtung sowohl für den gegen Wellenrichtung geneigten als auch für den in Wellenrichtung geneigten und den lotrechten Zylinder verglichen. Die Druckausbreitung verlief unabhängig von der Zylinderneigung gleichermaßen von einem Kontaktpunkt am Wellenkamm ausgehend in radialer Richtung, also auch in vertikaler Richtung. Die Druckausbreitung über die Beispielhöhe von 2 m erfolgte für die drei untersuchten Neigungen sehr ähnlich innerhalb einer Zeitspanne von ca. 8 ms. Somit ist die Schallgeschwindigkeit hier die maßgebende physikalische Größe. Die Entwicklung der Wasserspritzer belegen die Druckmessungen und Beobachtung von [WIENKE 01]. Bei einer lotrechten Wellenfront würden sich die Spritzer über die gesamte Höhe normal zur Zylinderachse ausbreiten. Tatsächlich erfolgt die Ausbreitung der Wasserspritzer analog zur Druckausbreitung in radialer Richtung.

Trotzdem hält [WIENKE 01] am *curling* Faktor mit abgewandelter Bedeutung fest. Er dient nunmehr lediglich als Koeffizient, um die Höhe der Druckschlagfläche ins Verhältnis zur maximalen Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$  zu setzen. Die resultierende dreidimensionale Gesamtkraft ist mit dem Produkt der Linienkraft Gl. 2-12 & 2-13 und der Höhe der Druckschlagfläche  $\lambda \cdot \eta_b$  zu berechnen:

$$\begin{aligned} F_S(t) &= f_S(t) \cdot \lambda \cdot \eta_b \\ &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot C_S(t) \cdot \lambda \cdot \eta_b \end{aligned} \quad (2-17)$$

mit  $\lambda$  als dimensionsloser *curling* Faktor und  $\eta_b$  für die Wasserspiegelauslenkung im Brechpunkt. Der *slamming* Koeffizient eingesetzt lautet die Druckschlagbeschreibung in den zwei Abschnitten, entsprechend der Beschreibung der Linienkraft in 2.1.2.2:

$$\begin{aligned} F_{S,1}(t_0 \leq t < t_1) &= \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot C_{S1}(t) \\ &= \lambda \eta_b \rho R V^2 \cos^2 \gamma \cdot \left( 2\pi - 2\sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{4R}} \cdot t \right) \end{aligned} \quad (2-18)$$

mit:  $t_1 = \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$

$$\begin{aligned}
 F_{S,2}(t_1 \leq t \leq t_{\text{end}}) &= \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot C_{S2}(t) \\
 &= \lambda \eta_b \rho R V^2 \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'}} - \dots \right. \\
 &\quad \left. \dots 4 \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t' \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'}} \right) \quad (2-19)
 \end{aligned}$$

$$\text{mit : } t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad \text{und} \quad t_{\text{end}} = \frac{13}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$$

Die geometrischen Abhängigkeiten der Stoßkraft sind wie folgt:

- Abhängigkeit der lotrecht auf den Zylinder wirkenden Geschwindigkeit der auftreffenden Wassermasse von der Zylinderneigung im Quadrat, also:

$$V_{\perp}^2 = C_b^2 \cdot \cos^2 \alpha \quad (2-20)$$

- Abhängigkeit des *curling* - Faktors von der Zylinderneigung  $\alpha$  und dem resultierenden Winkel aus der Neigung der auftreffenden Wellenfront  $\beta$  und der Zylinderneigung ebenfalls zu berücksichtigen ist. [WIENKE 01] bestimmte einen Winkel von  $\beta = -45^\circ$ .

Der *curling* Faktor setzt die Höhe der Druckschlagfläche ins Verhältnis zur maximalen Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$ . Zunächst ist zu berücksichtigen, dass die Wasserspiegelauslenkung in der lotrechten Achse gemessen wird, während die Aufschlagfläche mit der Struktur geneigt ist. Der *curling* Faktor ist somit vom Kehrwert des Kosinus der Zylinderneigung  $\alpha$  abhängig. Ebenfalls ist der Winkel  $\gamma$  zwischen der Brecherfront und der Staulinie des Zylinders zu berücksichtigen. Der *curling* Faktor ist also abhängig von:

$$\lambda \propto \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha} = \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \alpha} \quad (2-21)$$

Die Veränderung der Stoßkraft  $F_{\text{waves}}$  mit der Zylinderneigung ist somit:

$$F_S \propto \cos^2 \alpha \cdot \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \alpha} = \cos \alpha \cdot \cos(\alpha - \beta) \quad (2-22)$$

Der Winkel  $\beta$  ist jedoch nicht zu verwechseln mit der Wellenfrontsteilheit nach [KJELDSSEN&MYRHAUG 80]. Für den Druckschlag ist nur der obere Teil des Wellenberges von Bedeutung, so dass sich der Winkel  $\beta$  ebenfalls auf die obere Hälfte des Wellenberges bezieht. Die Wellenfrontsteilheit wird jedoch unter Berücksichtigung der ganzen positiven Wasserspiegelauslenkung, vom vorderen Nulldurchgang bis zum Wellenkamm, berechnet.

### 2.1.3 Experimentelle Untersuchungen zur Belastung schlanker Zylinder durch brechende Wellen

In den vorangegangenen Abschnitten sind einige grundlegende theoretischen Beschreibungen zur Belastung schlanker Zylinder dokumentiert. Einige experimentelle Untersuchungen mit nicht brechenden Wellen wurden bereits in den obigen Abschnitten diskutiert, um den Einfluss auf die Gesamtkraft für die Untersuchungen im GWK 2000 abzuschätzen. In diesem Abschnitt werden experimentelle Untersuchungen zur Belastung schlanker Zylinder durch brechende Wellen analysiert. Gleichzeitig sind in experimen-

tellen Untersuchungen mit brechenden Wellen die getroffenen Annahmen und Vereinfachungen zu überprüfen und die theoretischen Beschreibungen zu validieren.

Die in Anlage D zusammengefasste Aufstellung in Tab. D-1 der experimentellen Untersuchungen ist [WIENKE 01] entnommen. Die Angaben in Tab. D-1 werden unter den folgenden Gesichtspunkten kurz eingeordnet und gleichzeitig die Spalteninhalte erläutert:

### Allgemeine Versuchsbeschreibung:

#### ⇒ Maßstab:

[KYTE&TØRUM 96] und [HANSEN&TØRUM 99] geben für die Untersuchungen explizit einen Maßstab von 1:100 an. Dies ist im Bereich der kleinmaßstäblichen Versuche angesiedelt. Andere Untersuchungen können z.B. anhand der Wassertiefe verglichen werden. Die geringste Wassertiefe am Brechpunkt beträgt 2,5 cm ([HALL 58]). Die Mehrzahl der Untersuchungen wurde mit einer Wassertiefe am Bauwerk von  $d_{\text{Zyl}} = 0,1 - 0,5 \text{ m}$  und einem entsprechend größerem Wasserstand am Wellenerzeuger durchgeführt. Im großen Maßstab ([KJELDSEN et al. 86]; [WIENKE 01]; [CHAPLIN et al. 92]) variiert der Wasserstand von 3 - 5 m.

*Serie A, GWK 1998: Großmaßstäblich Messkampagne 2000 im GWK:  $d = 4,00-4,75 \text{ m}$*

*Serie B, GWK 2000: Großmaßstäblich Messkampagne im GWK:  $d = 3,80-4,25 \text{ m}$*

#### ⇒ Wellenform:

Die untersuchten schlanken Zylinder werden mit regulären Wellen, JONSWAP - Spektren, Einzelwellen und interferierenden Wellenpaketen belastet.

*Serie A, GWK 1998: Regelmäßige Wellen und transiente, fokussierende Wellenpakete*

*Serie B, GWK 2000: Regelmäßige, unregelmäßige Wellen und Spektren*

#### ⇒ Brechertypen:

Bislang wurden lediglich Schwall- und Sturzbrecher untersucht. Der Brechertyp ist abhängig von Böschungsneigung und den Wellenparametern  $H$  und  $T$ . Die ebenen Sohlneigungen wurden zu  $m = 1:10, 1:15, 1:30, 1:35, 1:100$  gewählt. Auf den steilen Böschungen (1:10, 1:15) kann von einem Sturzbrecher ausgegangen werden, während die Wellen auf der flachsten Strandneigung als Schwallbrecher auf die Struktur stoßen. Dies wird für unregelmäßigen Seegang von [DIJKMAN 88] auf einem 1:15 geneigten Strand bestätigt. Im Übergangsbereich erzeugten [REDDISH&BASCO 87] und [SAWARAGI&NOCHINO 84] Sturzbrecher. [WATANABE&HORIKAWA 74] klassifizieren die einlaufenden Wellen für Wellenperioden bis 1,5 s in Schwallbrecher und ab 1,75 s in Sturzbrecher. [TANIMOTO et al. 86B] führen den Brecher - Kraft Parameter ein. Danach ist der Übergangsbereich vom Schwall- zum Sturzbrecher im Intervall von  $0,4 < m/(H_b/L_0) < 0,7$ . Bei kleineren Werten wird ein Schwallbrecher erzeugt, bei größeren ein Sturzbrecher. Bei Versuchen mit transienten Wellenpaketen werden fast ausschließlich Sturzbrecher erzeugt.

*Serie A, GWK 1998: Transiente, fokussierende Wellenpakete: Sturzbrecher*

*Serie B, GWK 2000:  $m = 1:10$ : Sturzbrecher, Kollapsbrecher, bei unregelmäßige Wellen selten Schwallbrecher*

#### ⇒ Wellenbrechen: Art der Erzeugung und Wassertiefenverhältnisse:

Das Brechen der Welle wird durch abnehmende Wassertiefe oder fokussierende Wellenpakete auf horizontaler Sohle ( $m = 1:\infty$ ) hervorgerufen. Danach sind die Versuche gleichzeitig in Tief- sowie Flachwasserbedingungen und Übergangsbereiche einzuordnen. Eine Untersuchung [REINIUS&SANDSTRÖM 76] wurde mit einer Böschung unterschiedlicher Neigungen durchgeführt. In den Testserien mit Untiefen sind die Einbauten auch in Kanalquerrichtung geneigt, so

dass das Wellenfeld nicht mehr gleichförmig mit dem Wellenkamm verläuft. In den großmaßstäblichen Untersuchungen von [CHAPLIN et al. 92] und [WIENKE 01] kann trotz der großen Wassertiefe nicht von Tiefwasserbedingungen ausgegangen werden, da die Wellenlänge deutlich größer als  $2d \approx 10 \text{ m}$  ist.

*Serie A, GWK 1998: Horizontale Sohle, Tiefwasser - Übergangsbereich*

*Serie B, GWK 2000: Geneigte Sohle, Flachwasserbedingungen,  $m = 1:10$*

#### ⇒ Krafttrennung: Trennung von quasi-statischem und dynamischem Kraftanteil

Die Zusammensetzung der resultierenden Gesamtkraft aus einer langsam variierenden, quasi-statischen Kraft und einer Druckschlagkraft wird in der Auswertung nur von [ROSS 59]; [LEAN&HARRIS 73]; [WATANABE&HORIKAWA 74]; [KJELDSSEN et al. 86]; [APELT&PIOREWICZ 87] und [WIENKE 01] berücksichtigt (Symbol: ☑). In den drei erst genannten Untersuchungen wurde die quasi-statische Kraft visuell ermittelt, indem eine Ausgleichsgerade durch die gemessene Belastung, die die Zylinderoszillation einschließt, gezeichnet wurde. [KJELDSSEN et al. 86] gehen von einer Krafttrennung durch eine niedrige Abtastrate von 20 Hz aus. [APELT&PIOREWICZ 87] schätzen die maximale quasi-statische Kraft aus der Extrapolation der Maximalkräfte für nicht brechende Wellen ab. [WIENKE 01] erzeugte die quasi-statische Kraft experimentell wie in Abschnitt 4.2.2.1 ausführlich erläutert. Dies war möglich, da die brechenden Wellen durch transiente Wellenpakete erzeugt wurden. [CHAPLIN et al. 92] erwähnt lediglich, dass ein Filter zur Eliminierung der Zylinderantwort auf die Druckschlagkraft eingesetzt wurde. In der Analyse der gemessenen Kräfte wird in einer Vielzahl der genannten Quellen jedoch ausschließlich die gemessene Gesamtkraft untersucht (Symbol: ⊗), anstatt die Kräfte  $F_{\text{meas,q}}(t)$  und  $F_{\text{meas,dyn}}(t)$  getrennt voneinander auszuwerten.

*Serie A, GWK 1998: Experimentelle Krafttrennung, Abschnitt 4.2*

*Serie B, GWK 2000: Abschnitt 4.2 „Krafttrennung von quasi-statischen und dynamischen Kraftanteilen“*

#### ⇒ Messtechnik für die der Zylinderbelastung

Die Aufzeichnung der Zylinderbelastung erfolgte anhand von Druck- und/oder Kraftmessungen ( $p$ ,  $F$ ). Die Kraftmessungen können unterschieden werden in Messungen der Gesamtkraft  $F_{\text{ges,meas}}$  in den Auflagern und Messungen lokaler Kräfte für Teilsegmente eines Zylinders. Die Kraftmessungen wird die Verschiebung und/oder Dehnung eines Mittelträgers aufgezeichnet. Mit Zylindersegmente oder auch Halbringen werden dabei lokale Kräfte aufgezeichnet.

*Serie A, GWK 1998: Gesamtkräfte  $F_{\text{ges,meas}}$ , Druckmessungen in der Staulinie und über den Zylinderumfang*

*Serie B, GWK 2000: Gesamtkräfte  $F_{\text{ges,meas}}$ , Druckmessungen in der Staulinie*

#### ⇒ Berücksichtigung des zeitlichen Verlauf der Gesamtkraftmessung: $F(t) \Leftrightarrow F_{\text{max}}$

Außer von [LEAN&HARRIS 73], [DIJKMAN 88], [CHAPLIN et al. 92] und [WIENKE 01] wird der zeitliche Verlauf der Kräfte ( $F_{\text{meas,ges}}$ ,  $F_{\text{meas,q}}$ ,  $F_{\text{meas,dyn}}$ ,  $F_{\text{wave,s}}$ ) vernachlässigt. Es werden dann ausschließlich Extremwerte ausgewertet. In einigen Fällen wird anschließend die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der Maximalkraft  $P(F_{\text{meas,max}})$  berechnet.

*Serie A, GWK 1998:  $F(t)$ ,  $F_{\text{max}}$ ,  $\mathbf{M}(t)$  und  $\mathbf{M}_{\text{max}}$*

*Serie B, GWK 2000:  $F(t)$ ,  $F_{\text{max}}$ ,  $\mathbf{M}(t)$  und  $\mathbf{M}_{\text{max}}$*

#### ⇒ Quasi - statischer Kraftanteil $F_{\text{meas,q}}(t)$

Die Auswertung des quasi-statischen Kraftanteils brechender Wellen blieb in fast allen genannten Untersuchungen unberücksichtigt. Angaben zu  $F_{\text{meas,q}}$  machen [ROSS 59], [DIJKMAN 88] und [WIENKE 01], sowie mit Abstrichen von [SARPKAYA 76], [KJELDSSEN et al. 86] und

[CHAPLIN et al. 92]. Die genauesten Angaben gibt hier noch [ROSS 59] mit den Maximalwerten der visuell ermittelten dynamischen und quasi-statischen Kraft.

*Serie A, GWK 1998:  $F_{meas,q}(t)$ ,  $F_{meas,q,max}$ ,  $M_{meas,q}(t)$  und  $M_{meas,q,max} \Rightarrow$  MOJS-Formel und Erweiterungen*

*Serie B, GWK 2000:  $F_{meas,q}(t)$ ,  $F_{meas,q,max}$ ,  $M_{meas,q}(t)$  und  $M_{meas,q,max} \Rightarrow$  MOJS-Formel und Erweiterungen*

$\Rightarrow$  Stoßkraft  $F_{wave,s}$  und dynamischer Kraftanteil  $F_{meas,dyn}$

Bei der Analyse der Zylinderbelastung ist zu unterscheiden zwischen dem gemessenen dynamischen Kraftanteil und der tatsächlichen Stoßkraft  $F_{wave,s}$ . Der dynamische Kraftanteil ist die Zylinderantwort auf die Stoßkraft. Die Einwirkung kann bei einer Kraftmessung daher nicht direkt gemessen werden, sondern ist aus den Messwerten mit einem geeigneten Modell zu bestimmen. Ansätze hierzu werden von [LEAN&HARRIS 73], [SAWARAGI&NOCHINO 84], [TANIMOTO et al. 86B], [HANSEN&TØRUM 99] und [WIENKE 01] geprüft. [TANIMOTO et al. 86B] berechnen zudem eine statische Ersatzlast mit einer FEM Simulation von Struktur und Einwirkung.

*Serie A, GWK 1998: siehe [WIENKE 01]*

*Serie B, GWK 2000:  $F_{wave,s}(t) \Rightarrow$  Analyse mit 3-D Modell von [WIENKE 01]*

Während die meisten Autoren lediglich die Abhängigkeit der Zylinderbelastung von der einlaufenden Wellenhöhe aufzeigen (z.B. [TANIMOTO et al. 86B]), unterteilen [CHAN et al. 95] und [WIENKE 01] die Belastung durch brechende Wellen systematisch in fünf Lastfälle (LF). Die Einteilung erfolgt nach dem Abstand vom Brechpunkt der Welle zur Zylinderfront. Die Annahmen des Druckschlagmodells von [WIENKE 01] sind im Lastfall 3 am besten erfüllt. Dann bricht die Welle direkt am Zylinder. Gleichzeitig ist die Stoßkraft für diesen Lastfall, zusammen mit LF 2, maximal. Die quasi - statische Kraft wird jedoch im Lastfall 5 (nach Definition von [WIENKE 01]) mit größter Genauigkeit ermittelt.

#### 2.1.4 Implikationen für die weitere Forschung

Eine einheitliche, alle Faktoren und alle Strömungsphänomene berücksichtigende analytische Beschreibung der Krafteinwirkung steht leider noch aus. So werden z.B. die Fluid - Struktur Wechselwirkungen für nicht brechende und schlanke Zylinder mit der MOJS - Formel in den Kraftkoeffizienten zusammengefasst. Die Nachbildung von komplexen Strukturen wie einer Wirbelstraße ist mit diesen Mitteln wohl niemals möglich. Die MOJS - Gleichung hat in der Ingenieurpraxis trotz dieser Einschränkung weite Verbreitung gefunden. Periodische, mit der Wasserspiegelauslenkung verlaufende Einwirkungen können durch diese Gleichung mit hinreichender Genauigkeit beschrieben werden. Dies gilt aber nicht für die Gesamtbelastung durch brechende Wellen wie [CHAPLIN et al. 92] zeigt. Eine präzise Krafttrennung von quasi - statischem und dynamischem Kraftanteil muss daher am Anfang der Kraftauswertung stehen. Die Wirkdauer und Zeitskalen der Einwirkungen differieren zu stark, zudem liegen unterschiedliche physikalische Ursachen zugrunde. Die von [WIENKE 01] verwendete Krafttrennung ist u.U. nicht auf die Bedingungen im Flachwasserbereich übertragbar. Dann ist eine geeignete Ersatzmethode zu entwickeln.

Die MOJS-Formel findet daher Anwendung zur theoretischen Beschreibung des quasi - statischen Kraftanteils. Die Bestimmung der Kraftkoeffizienten erfolgte jedoch in den beschriebenen Untersuchungen nur für einzelne Beispiele. Die generelle Anwendbarkeit insbesondere in Verbindung mit einer periodischen Wellentheorie zur Beschreibung der Partikelkinematik ist zu überprüfen. Auf die Entwicklung und Verwendung einer asymmetrischen, lokalen Beschreibung der Partikelkinematik soll nach Möglichkeit verzichtet werden, um einen möglichst einfachen Ansatz beizubehalten. Dies würde auch die Applikation in bestehenden *software*-Programmen zur Lastermittlung vereinfachen.



Nach den Ergebnissen des bisherigen Wissensstands kann auf die Berücksichtigung der von [LIGHTHILL 79] angesprochenen Kraftanteile der Potentialströmung verzichtet werden. Dies soll jedoch durch die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführende Auswertung der Messergebnisse abschließend überprüft werden. Die Berücksichtigung von Kraftanteilen höherer Ordnung – neben der Strömungsdruckkraft  $F_D$  – ermöglicht auch eine Verbesserung der Vorhersage der Trägheitskraft  $F_M$ . Damit kann der Fehler bei der Ermittlung der Strömungsdruckkraft nach Gl. (2-2) verringert werden. Ohne Berücksichtigung der von [LIGHTHILL 79] genannten Kräfte besitzt lediglich die Strömungsdruckkraft  $F_D$  nichtlineare Anteile. Folglich fließen dann auch alle gemessenen nichtlinearen Kräfte in den Koeffizienten  $C_D$  ein, während im Koeffizient  $C_M$  ausschließlich lineare Kraftanteile berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Kraftkoeffizienten  $C_D$  und  $C_M$  unter GWK – Bedingungen mit zeitsynchron aufgezeichneten Messdaten kann mit der *least-square-errors* Methode erfolgen. Die *Maximum-correlation* Methode ist jedoch ebenfalls zu überprüfen.

Für die Ermittlung der Gesamtkraft ist die Druckschlagbelastung ebenfalls zu berücksichtigen. Mit dem 3-D Modell der Stoßkraft von [WIENKE 01] steht eine Methode zur Verfügung, mit der anschließend aus der dynamischen Zylinderantwort auf die Einwirkung geschlossen werden kann. Die Bestimmung der Einwirkung kann nur anhand eines vorgegebenen Zeitverhaltens der Einwirkung erfolgen. Die Ergebnisse mittels sukzessiver Integration der Bewegungsgleichung ([HANSEN&TØRUM 99]; [WIENKE 01]) oder FEM - Berechnungen und vereinfachter Struktur ([SCHMIDT&WEINRICH 02]) auf die Einwirkung zu schließen, lieferten keine vertrauenswürdigen Ergebnisse. Hier ist die 3-D Beschreibung des Druckstoßes von [WIENKE 01] das einzige Modell, das anhand von zeitgleich gemessenen Druckverteilungen validiert wurde. Die für brechende Wellen auf horizontaler Sohle ermittelten *curling* - Faktoren sind für unter naturähnlichen Flachwasserbedingungen auf einer Böschung zu überprüfen.

Der Fokus der Untersuchungen ist auf die Beschreibung des quasi-statischen Kraftanteils steiler, nichtbrechender und brechender Wellen sowie auf die Überprüfung der *curling* - Faktoren für Flachwasserbedingungen zu legen. Daher ist die Messkampagne „Serie B - GWK 2000“ auf die Kraftmessung zu fokussieren und die Versuchsaufbauten hierauf anzupassen. Der Anordnung von Druckmessdosens und die Messfrequenz ist hierauf abzustimmen. Die Analyse der örtlichen Auflösung des Druckschlags würde deutlich aufwendigere Anforderungen an den Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung stellen und wird somit ausgespart.

## 2.2 Wellen-und Brecherkinematik

### 2.2.1 Theorien und Modelle zur Beschreibung der Wellenkinematik

Die Beschreibung der Wellenform und der Wellenkinematik, sowie der räumlichen und zeitlichen Veränderung, ist essentiell für die Lastermittlung. Dabei kann die Kinematik des natürlichen Seegangs oder einzelner Wellen mit ganz unterschiedlichen Methoden abgeschätzt werden. Das zu lösende Problem ist unregelmäßig, zeitlich veränderlich und nicht linear.

Die Kinematik von Wasserwellen kann mittels einer Wellentheorie vorhergesagt werden. Bei Wellentheorien wird unterschieden zwischen gleichmäßig fortschreitende Wellentheorien, empirischen Modifikationen und rein numerischen Lösungen. Neben der Wellenschnelligkeit können auch die räumlichen und zeitlichen Verteilungen der Partikelgeschwindigkeiten und -beschleunigungen, die Wasserspiegelauslenkung und die Druckverhältnisse unter der Welle ermittelt werden. Zur Berechnung dieser Verläufe sind die Seegangsverhältnisse durch die Parameter Wellenhöhe  $H$ , Wellenperiode  $T$  und Wassertiefe  $d$  vorzugeben.

### 2.2.1.1 Periodische Wellentheorien- regelmäßige Wellen

Als gleichmäßig fortschreitende - oder periodische - Wellentheorien werden die Airy, Stokes, Cnoidal Wellentheorie sowie die Fourier-*approximations*Theorie<sup>2</sup> bezeichnet. Die Bezeichnung „gleichmäßig fortschreitend“ weist auf die Grundvereinfachungen zur Lösung des Gleichungssystems hin, dass sich die Welle periodisch in Raum und Zeit bewegt. Dann bleibt die Wellenform in einem mit der Fortschrittsgeschwindigkeit mitbewegten Rahmen konstant - eine regelmäßige Welle über horizontaler Sohle mit einer vertikalen Symmetrieachse durch den Wellenberg. Die Wellentheorien sind als Reihen entwickelt worden. Die Angabe der Ordnung gibt an, welche Potenzen noch berücksichtigt wurden. Keine dieser Wellentheorien kann die Form und Asymmetrien sehr steiler und brechender Wellen beschreiben oder Wellen mit einer Höhe oberhalb der theoretischen Grenzwellenhöhe. Die Fourier-*approximations*Theorie ist eine gemischt analytisch-numerische Lösung ([SOBEY 90][SOBEY 97]). Nichtlinearitäten können mit periodischen Wellentheorien höherer Ordnung einfach und gut beschrieben werden, aber eben nur für regelmäßige Wellenformen.

### 2.2.1.2 Periodische Wellentheorien - unregelmäßige Wellen

Bei dieser Methode wird ein unregelmäßiger Wellenzug in Abschnitte regelmäßiger Wellen zerlegt. Die Schnittpunkte und Wellenperioden sind hierbei durch die *zerocrossings* gegeben, die Wellenhöhe durch die maximale und minimale Wasserspiegelauslenkung innerhalb der Abschnitte. Anschließend erfolgt eine Analyse einer Reihe regelmäßiger Wellen unter Verwendung einer periodischen Wellentheorie. Damit werden die Nichtlinearitäten berücksichtigt, die Unregelmäßigkeiten des Seegangs werden jedoch vernachlässigt. Die Methode kann nur so lange Anwendung finden, wie die Wellenform zur Ermittlung der Einwirkung vernachlässigbar ist, z.B. die Kräfte aus der freien Oberfläche. Dies ist bei der klassischen MOJS-Formel der Fall. Die Simulation von Wellenzügen ist hiermit ebenfalls nur beschränkt möglich, da am Übergang von Welle zu Welle Unstetigkeiten auftreten. Die Betrachtung einzelner unabhängiger Wellen dagegen ist nur für statische Bedingungen und sehr geringen Auslenkungen gültig.

### 2.2.1.3 Linear stochastische Wellentheorien und empirische Modifikationen - unregelmäßige Wellen

Generell wird der Seegang bei der linearen stochastischen Wellentheorie als eine Superposition linearer, phasenverschobener und unabhängiger regelmäßiger Wellenzüge aufgefasst. Die Nichtlinearitäten der Wellen als auch Welle-Welle Interaktionen werden vernachlässigt, während die transiente, unregelmäßige Wasserspiegelauslenkung wiedergegeben werden kann. Gleichzeitig kommt es zu einer „hochfrequenten Kontamination“ aufgrund der Annahme unabhängiger Wellen und der Extrapolation zur Wasserspiegelauslenkung. Der Vergleich mit Messungen der Partikelgeschwindigkeit in unregelmäßigen Seegang zeigte bei verschiedenen Untersuchungen keine gute Übereinstimmung. Daraufhin wurden eine Reihe von empirischen Modifikationen entwickelt. Die Beschreibungen werden auch mit dem englischen Begriff *stretching* Modelle bezeichnet, da die Verläufe nach der Airy Theorie durch Koeffizienten bis zur freien Oberfläche gestreckt werden. Beispiele für *Stretching*-Modelle sind [WHEELER 70],[GUDMESTAD&CONNOR 86] und

---

<sup>2</sup> Im Schrifttum haben sich für einige Wellentheorien verschieden Bezeichnungen entwickelt. Die einfachste analytische Beschreibung einer Welle wird in dieser Arbeit als Airy Theorie bezeichnet. Genauso geläufig sind die Bezeichnungen lineare Theorie, Stokes I und Theorie kleiner Amplituden 1. Ordnung. Die zweite Theorie, die von [DEAN 65] „stream-function“ Theorie genannt wurde, wird im neueren Schrifttum als „Fourier approximations“ Theorie bezeichnet ([FENTON 90], [SOBEY 90]). Diese theoretische Beschreibung wird im Folgenden nach der neueren Bezeichnung kurz als **Fourier Theorie** genannt.

[LO&DEAN 86]. Eine ausführliche Zusammenfassung bestehender Modelle gibt [GUDMESTAD 93]. Für brechende Wellen wird in diesem Zusammenhang auch die Schwallbrecher Theorie nach Longuet-Higgins empfohlen (in: [SAND et al. 90]). Die Theorie basiert auf der Annahme, dass die maximale horizontale Partikelgeschwindigkeit im Wellenkamm gleich der Fortschrittsgeschwindigkeit der brechenden Welle ist. Die Geschwindigkeit nimmt bis zum Ruhewasserspiegel auf den Wert einer geeigneten analytischen Theorie ab. Es gibt jedoch keinen Hinweis, wie der zeitliche Verlauf der Partikelkinematik zu ermitteln ist. Ebenfalls für die Geschwindigkeitsermittlung in brechenden Wellen entwickelte [GODA 64] eine *Stretching* Methode auf Grundlage der Airy Theorie.

Diese empirischen Methoden liefern einen einfachen und effizienten Ansatz, jedoch werden die zugrunde liegenden mathematischen Annahmen verletzt. Der Einfluss der Welleninteraktion auf die Wellenform wird ebenfalls nicht berücksichtigt, so dass die Abweichungen mit zunehmender Nichtlinearität des Problems ansteigen. Die Methode der linearen Superposition in Kombination mit einem *stretching*-Modell symbolisiert den Stand der Technik bei der Kraftermittlung für unregelmäßigen Seegang.

#### 2.2.1.4 Nichtlineare numerische Methoden -unregelmäßige Wellen

Die einzige Möglichkeit die Kontur und Kinematik von *near-breaking* und brechenden Wellen zuverlässig vorherzusagen bieten numerische Modelle. So komplex das Problem, so zahlreich sind mittlerweile auch die Ansätze zur Lösung. Zur effizienten Beschreibung der ungestörten Strömung werden in letzter Zeit *boundary integral* (BIM) und *high-order spectral* (HOS) Methoden favorisiert ([NICHOLLS 07]). Beispielhaft für diese Entwicklung seien hier [BATEMAN et al. 03] und [FRUCTUS et al. 05] genannt. Das Geschwindigkeitspotential an der freien Oberfläche wird unter Beachtung der kinematischen und dynamischen Randbedingung gelöst. Anhand eines Standard-Zeitschrittverfahrens lassen sich die folgenden Zeitschritte aus dem vorherigen ermitteln. Die freie Oberfläche und Strömung wird somit ausgehend von einem Startzustand, z.B. den freien Wellen eines transienten Wellenzuges, mit der Zeit fortschreitend berechnet.

Eine weitere viel versprechende Möglichkeit zur effizienten numerischen Lösung der einlaufenden Welle aber vor allem auch zur Simulation der Welle-Struktur Interaktion, bieten kombinierte *Boundary Element*-Methoden (BEM) und NS/VOF Modelle (*Navier Stokes-Volume of Fluid*), z.B. [Lachaume et al. 03], [Guo et al. 12]. Die BEM ist sehr effizient in der numerischen Vorhersage der Seegangsausbreitung und der Wellenkinematik. Sie basiert auf einer nichtlinearen potentialtheoretischen Formulierung [Grilli & Svendsen 89]. Trotzdem ist das Anwendungsgebiet dieser Methode auf nichtbrechende Wellen beschränkt. Ebenso können keine Wirbel und Wirbelablösungen an Strukturen abgebildet werden. Die Navier-Stokes Gleichung (NS), z.B. in Form von 3D-RANS-VOF Modellen, dagegen kann in Verbindung mit einem fein aufgelösten Netz auch kleinskalige Turbulenzen auflösen. Die einzusetzenden Rechnerkapazitäten sind ungleich höher als bei der BEM. Auch wohnt der Methode aufgrund numerischer Diffusion eine künstliche Energiedissipation inne, wodurch sie sich im Gegensatz zur BEM weniger eignet die Wellenausbreitung über größere Distanzen zu simulieren. Durch die Kopplung beider Methoden kann anhand der BEM Methode im Fernfeld die Wellenausbreitung und das Aufsteilen einer Welle durch abnehmende Wassertiefe mit hoher Genauigkeit und sehr effizient vorhergesagt werden, während im Nahfeld das NS/VOF Modell für die Beschreibung des Wellenbrechens und der Wellenkräfte auf die Struktur eingesetzt wird. Es werden also die Stärken beider Methoden kombiniert und der numerische Rechenaufwand minimiert.

## 2.2.2 Überblick über bisherige Vergleichsanalysen und experimentelle Untersuchungen der Wellenkinematik

Die Ermittlung der Anwendungsbereiche der oben kurz umrissenen Wellentheorien kann sowohl durch eine Vergleichsanalyse der Qualität der Beschreibung als auch durch experimentelle Untersuchungen der Wellenkinematik erfolgen.

### 2.2.2.1 Theoretische Vergleichsanalyse

Während bei den experimentellen Untersuchungen die gemessenen Werte als Vergleichsgröße und Gütekriterium für die Wellentheorien dienen, ist für theoretische Vergleiche (Tab. 2-3) ein Maß für die Qualität der Beschreibung (Gütekriterium) zu definieren. Dies kann eine als sehr gute Näherung angenommene Wellentheorie sein, an der andere Theorien gemessen werden ([FENTON 90]). Alternativ wird die Abweichung von den angenommenen Randbedingungen herangezogen. Bei [DEAN 70] sind dies die Randbedingungen an der Wasserspiegeloberfläche (kinematische & dynamische Randbedingungen an der freien Wasseroberfläche). [BARLTORP et al. 90] wiederum hat den Verlauf der horizontalen Partikelgeschwindigkeit und -beschleunigung, Wellenlänge und Wasserspiegelauslenkung unterhalb des Wellenkamms mit verschiedenen Wellentheorien berechnet und bewertet. Die o.g. Autoren erarbeiteten ein Diagramm zur Auswahl von Wellentheorien, so dass ein Werkzeug zur Verfügung steht, mit dem man ohne die in der Einleitung beschriebenen Unsicherheiten für bekannte Seegangsverhältnisse sehr einfach und schnell die am besten geeignete Wellentheorie ermitteln kann. Zur Abgrenzung von Bereichen wird der Seegang oder auch die einzelne Welle nach Tiefwasser-, Flachwasser- und Übergangsbereichen, und dem Verhältnis der Wellenhöhe  $H$  zur maximal möglichen Wellenhöhe  $H_{\text{lim}}$ , im weiteren als Grenzwellenhöhe bezeichnet, eingeordnet.

Quelle	untersuchte Wellentheorien	Vergleichskriterium	Diagramm zur Best. der Anwendungsbereiche der Wellentheorien	Empfohlene Wellentheorie für GWK-Untersuchung
Dean (1970)	Airy Stokes III, V Cnoidal I, II Solitary wave I, II Fourier Theorie	Fehler von der dynamischen Randbedingung an der freien Oberfläche	$\frac{H}{gT^2} = f\left(\frac{d}{gT^2}\right)$	Airy Cnoidal I
Barltorp, Mitchell & Atkins (1990)	Airy Stokes V Fourier Theorie III-XI	Verlauf der hor. Partikelgeschw. und -beschleunigung, Wellenlänge und Wasserspiegelauslenkung unterhalb des Wellenkamms	$\frac{H}{gT^2} = f\left(\frac{d}{gT^2}\right)$	Fourier Theorie (>XI. Ordnung)
Fenton (1990)	Stokes V Cnoidal V	Vergleich der Höhenverteilung der hor. Partikelgeschw. unterhalb des Wellenkamms mit der Fourier Theorie V	$\frac{H}{gT^2} = f\left(\log_{10}\left(\frac{L}{d}\right)\right)$	Cnoidal V

**Tab. 2-3: Theoretische Vergleiche von Wellentheorien**

In Bezug auf die Untersuchungen „Serie B - GWK 2000“ an einer 1:10 Böschung ist die Limitierung des Anwendungsbereichs der Untersuchung durch [BARLTORP et al. 90] zu beachten. Das Diagramm ist nur bis zu einer Wellenhöhe von  $H = 0,9 \cdot H_{\text{lim}}$  zu verwenden. Für steilere Wellen als  $0,9 \cdot H_{\text{lim}}$  wird die Kinematik nach [BARLTORP et al. 90] von der Fourier - Theorie unterschätzt. Empfehlungen, welche Theorien beim Erreichen der Grenzwellenhöhe zu verwenden sind, werden nicht getroffen.

Die Anwendungsgrenze von  $H \leq 0,9 \cdot H_{\text{lim}}$  wird schon von steilen, nicht brechenden Wellen beider Versuchsphasen, sowohl „Serie A - GWK 1998“ als auch „Serie B - GWK 2000“, überschritten. Auf eine weitergehende Analyse der theoretischen Vergleichsanalysen an dieser Stelle verzichtet.

### 2.2.2.2 Experimentelle Untersuchungen

Neben theoretischen Vergleichsanalysen sind die Wellentheorien auch durch experimentelle Untersuchungen zu überprüfen. Experimentelle Untersuchungen der Partikelkinematik unter brechenden Wellen gestalten sich sehr schwierig und unterscheiden sich grundlegend von Untersuchungen sinusförmiger, regelmäßiger Wellen. Aus diesem Grunde wird als erstes ein kurzer Abriss über die Schwierigkeiten bei Messungen unter brechenden Wellen gegeben. Danach werden die untersuchten Wellenparameter verglichen und die Ergebnisse vorgestellt.

#### 2.2.2.2.1 Messschwierigkeiten und Messtechnik

Mit dem Einsetzen des Brechprozesses verläuft die Veränderung der Orbitalkinematik nicht mehr periodisch. Die vertikale Verteilung zeigt darüber hinaus eine deutlich größere Steigung sowie größere Absolutwerte der Orbitalgeschwindigkeiten und -beschleunigungen. Ungenauigkeiten in den Messungen können schnell zu großen Abweichungen der maximalen Partikelgeschwindigkeiten führen. Daher ist es wichtig, die Kinematik an der freien Oberfläche, also im Wellenkamm, wo die Maximalwerte zu erwarten sind, zu erfassen. Gerade hier sind die Messungen aber am schwierigsten durchzuführen und stellen an die Technik höchste Anforderungen. Die freie Oberfläche stellt die Grenzschicht zwischen Wasser und Luft dar. Je nach Messprinzip ist von der Grenzschicht ein technisch bedingter Abstand einzuhalten, um störungsfreie Daten zu gewährleisten. Schon rein technisch sind nicht alle Messprinzipien geeignet, die Partikelgeschwindigkeit im Wellenkamm zu erfassen. Bei Messinstrumente auf der Grundlage der Eulerschen Betrachtung, d.h. die Messung erfolgt an einem fixierten Ort, sind die Messsonden zudem nur sehr kurzzeitig mit Wasser benetzt. Sonden, die beim Eintauchen ins Wasser große Störsignale in den Aufzeichnungen verursachen (Einschwingungsvorgang), sind in diesem Fall ungeeignet. Die Zeitspanne, in der die Sonde eingetaucht ist, wäre zu kurz, um ein aussagekräftiges Messsignal zu erhalten. Ebenfalls durch den Brechprozess erfolgt ein Lufteintrag in das Wasser und es bildet sich ein Zweiphasengemisch aus Wasser und Luft das die Messung erheblich beeinflussen kann. Durch das Zweiphasengemisch sind zum Beispiel Mehrfachreflektionen und Streuung des Signals an einer gekrümmten Oberfläche möglich. Die Intensität des Signals ist dann unter Umständen zu gering für eine Geschwindigkeitsanalyse. Ein weiteres Problem stellt die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in Luft und Wasser dar.

Für die Untersuchung der Partikelgeschwindigkeiten sind alle in Tab. 2-4 zusammengefassten Messinstrumente mehr oder weniger geeignet. Die Auswahl des am besten geeigneten Instruments richtet sich danach, in wie viel Richtungen die Geschwindigkeit aufgenommen werden soll, in welchem Bereich bezüglich der freien Oberfläche die Messung durchgeführt wird und welche Auflösung und Messgenauigkeit erforderlich ist. Außerdem sind der Massstab und konstruktive Randbedingungen zu beachten.

Somit werden LDA - bzw. LDV – Messungen, so genannten PIV - Messungen (*Particle Image Velocimetry*) und das *Wave - Follower* Prinzip ([KJELDEN et al. 98]) nicht für die Untersuchung in Betracht gezogen. Die notwendige Positionierung der Geräte außerhalb des Kanals, der optische Zugang zur Strukturposition sowie der hohe Schwebstoffanteil im Wasser sprechen gegen eine Verwendung dieser Messprinzipien.

Bei Betrachtung der Messgenauigkeit ist der Einsatzort zu beachten. So weisen die Propellersonden eine geringere Messgenauigkeit als die akustischen Strömungssonden auf. Berücksichtigt man aber den Einsatzort der Sonden vom Ruhewasserspiegel bis zum Wellenkamm und sogar in der Brecherzunge, relati-

viert sich die angegebene Messgenauigkeit, da in diesem Bereich eine Messung mit akustischen Strömungs-sonden gar nicht mehr möglich ist.

Es stehen also akustische oder elektromagnetische Strömungs-sonden für den Bereich von der Sohle bis kurz oberhalb des Ruhewasserspiegels zur Verfügung. Oberhalb der Strömungs-sonden können Propeller-sonden eingesetzt werden.

	Messinstrument	Richtungen	Beeinflussung der Strömung	Messgenauigkeit	Auflösung	Einsatz bei brechenden Wellen ...
EULERSche Betrachtung	Mikropropeller-sonden	1-D	Ja	$\pm 5 \%$	Punkt	<b>oberhalb des Ruhewasserspiegels</b> bis zum Wellenkamm. Die Sonde ist an und in der freien Oberfläche zuverlässig einsetzbar.
	LDA- und LDV-Messungen	2-D	Nein	$\pm 0,5 \%$	Punkt	<b>über die gesamte Höhe</b> bis ca. $< 5 \text{ mm}$ von der freien Oberfläche. Beschleunigungsfeld muss abgeleitet werden. Nur kleinmaßstäblich.
	Akustische Strömungs-sonden	3-D	Ja	$(\pm 1 \%)$	Punkt	von der Sohle <b>bis kurz oberhalb RWS</b> . Ausgeprägtes Einschwingungsverhalten beim Eintauchen. Probleme im Luft-Wasser Gemisch.
	Elektromagnet. Strömungs-sonden	3-D	Ja	$(\pm 1 \%)$	Punkt	s. akust. Strömungs-sonden.
LAGRANGESche Betr.	PIV Messungen	2-D	Nur gering	$\pm 1 \%$	Fläche	<b>im gesamten Bereich</b> ; Probleme sehr nah unter der freien Oberfläche, aufgrund der sinkenden Partikel. Nur kleinmaßstäblich.
	Wave-Follower Prinzip	2-D	Nur gering	$\pm 1 \%$	Linie (freie Oberfläche)	zur Messung der Partikelgeschwindigkeiten und <b>-beschleunigungen in der freien Oberfläche</b> , z.B. im Wellenkamm, der vertikalen Wellenfront und der Brecherzunge.

Tab. 2-4: Messinstrumente zur Bestimmung der Partikelkinematik und deren Einsatzbereiche

#### 2.2.2.2.2 Vorliegende Untersuchungen zur Kinematik brechender Wellen

Bislang liegen eine große Anzahl von experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung der Kinematik brechender Wellen sowie zur Verifikation numerischer Modelle vor. Hierzu gibt Tab. E-1 in Anlage E einen Überblick. Die dort aufgeführten Versuche können unterschieden werden nach:

##### ⇒ Maßstab:

Die unterschiedlichen Maßstäbe der Untersuchungen werden anhand der Wassertiefen deutlich. Die niedrigste untersuchte Wassertiefe ( $d = 0,25 \text{ m}$ , [SKJELBREIA 87]) unterscheidet sich von der höchsten Wassertiefe ( $d = 4,25 \text{ m}$ , [WIENKE 01]) um den Faktor 17. [GRIFFITHS et al. 92] weisen darauf hin, dass die Kinematik brechender Wellen nach dem Froude - Gesetz zu skalieren ist. Die Übertragung und Vergleichbarkeit der verschiedenen Untersuchungen ist damit gewährleistet.

Serie B, GWK 2000:  $d = 3,80\text{-}4,25 \text{ m}$

##### ⇒ Wellenform:

In den hier berichteten Untersuchungen handelt es sich ausschließlich um Versuche mit regulären Wellen, Einzelwellen und interferierenden Wellenpaketen.

*Serie B, GWK 2000: Reguläre Wellen und Spektren*

⇒ Brechende oder nicht-brechende Wellen:

Bei zwei Messreihen konnten nur steile, nicht-brechende Wellen untersucht werden. Alle sonstigen Experimente wurden mit brechenden Wellen durchgeführt.

*Serie B, GWK 2000: steile und brechende Wellen (LF1-6)*

⇒ Ursache des Wellenbrechens und Sohlprofil:

Das Brechen der Welle wird durch abnehmende Wassertiefe, Konvergenz der Kanalseitenwände oder interferierende Wellenpakete hervorgerufen. Danach sind die Versuche gleichzeitig in Tief- sowie Flachwasserbedingungen und Übergangsbereiche einzuordnen. Die brechenden Wellen werden mit interferierenden Wellenpaketen auf horizontaler Sohle erzeugt. Bei Versuchen mit regulären Wellen ist die steilste Böschungsneigung 1:15 [GRIFFITHS et al. 92], die flachste 1:100 [GODA 64].

*Serie B, GWK 2000: Geneigte Sohle, Flachwasserbedingungen,  $m = 1:10$*

⇒ Natur- und Labormessungen:

Es werden hier, bis auf [SAND et al. 90], ausschließlich Labormessungen betrachtet. Die Messungen in der Natur von [SAND et al. 90] wurden zusätzlich mit Labormessungen und theoretischen Beschreibungen verglichen.

*Serie B, GWK 2000: Labormessungen*

⇒ Untersuchte Brechertypen:

Es wird von Schwall- und Sturzbrecher berichtet. Der Brechertyp ist abhängig von Böschungsneigung und den Wellenparametern  $H$  und  $T$ . Bei Versuchen mit transienten Wellenpaketen werden fast ausschließlich Sturzbrecher erzeugt.

*Serie B, GWK 2000: In der Mehrzahl Sturzbrecher, wenig Schwallbrecher*

⇒ Räumliche Verteilung der Messung:

Für die Beurteilung ist zu beachten, ob die Messung unterhalb oder oberhalb des Ruhewasserspiegels oder im Wellenkamm durchgeführt wird. Aufgrund des Verlaufs der Geschwindigkeiten ist es wichtig, die Messung im oberen Bereich des Wellenberges durchzuführen.

*Serie B, GWK 2000: Vertikal verteilt über die Höhe bis zum Wellenkamm parallel zur Zylinderfront*

Einige Untersuchungen beschränken sich bei der Auswertung der Messdaten auf den Verlauf der horizontalen Partikelgeschwindigkeit unterhalb des Wellenkamms ( $u(z)$  für  $t = t_{\text{crest}}$ ) bzw. der Maximalwerte unterhalb des Wellenberges. Die restlichen Autoren veröffentlichten auch Zeitreihen für verschiedene Höhen oder, je nach Messprinzip, Geschwindigkeitsfelder zu einem bestimmten Zeitpunkt. Zu den erstgenannten gehören [GODA 64], [LE MEHAUTE et al. 68], [DIVOKY et al. 92], [VAN DORN 78], [KJELDSEN 90], [SAND et al. 90], [GRIFFITHS et al. 92]. Die ersten Vergleiche zwischen Experiment und Theorie der sechziger und siebziger Jahre sind aus heutiger Sicht kritisch zu prüfen (siehe [SOBEY 90]).

Aus den gemessenen Verläufen wurden von [GODA 64], [VAN DORN 78] und [KJELDSEN 90] **empirische Modifikationen** entwickelt, die sich ebenfalls wie die angesprochenen Stretching Modelle für Tiefwasser nur auf die horizontale Partikelgeschwindigkeit beziehen. Die Verläufe der vertikalen Geschwindigkeitskomponente und der Beschleunigungen werden nicht verifiziert. Diese Ansätze sind damit für eine Lastermittlung im Zeitbereich nicht geeignet.

Die Untersuchungen von [GRIFFITHS et al. 92] sind die umfassendsten Messungen der Partikelkinematik unterhalb des Wellenberges brechender Wellen, die in Beziehung zu Wellentheorien gebracht wurden. Bei ähnlichen Untersuchungen erfolgte der Vergleich ausschließlich mit numerischen Beschreibungen ([SKJELBREIA 87]; [SKYNER et al. 90]; [YASUDA et al. 93]; [YASUDA et al. 97]). Der Vergleich der nach Airy, Stokes V, Cnoidal, Fourier Theorie sowie dem Ansatz nach Peregrine (1983, in: [GRIFFITHS et al. 92]) ermittelten horizontalen Partikelgeschwindigkeiten mit den Messungen führte [GRIFFITHS et al. 92] zu der Empfehlung bei brechenden Wellen für die Beschreibung der Partikelkinematik die Fourier Theorie nach [CHAPLIN 80] oder den Ansatz nach Peregrine (1983, in: [GRIFFITHS et al. 92]) zu verwenden. Mit der Airy Theorie werden die Geschwindigkeiten unterhalb des Ruhewasserspiegels überbewertet. Oberhalb werden zu geringe Geschwindigkeiten vorhergesagt.

Bei verschiedenen experimentellen Untersuchungen von Zeitreihen der Geschwindigkeiten in sehr steilen und brechenden Wellen mit ausgeprägter Asymmetrie in der Wellenform in horizontaler und vertikaler Richtung konnte eine Phasenverschiebung des Zeitpunktes der maximal auftretenden Geschwindigkeit festgestellt werden. Durch diese Phasenverschiebung treten die maximalen horizontalen Partikelgeschwindigkeiten nicht zeitgleich über die gesamte Höhe ( $d+\eta$ ) auf. Die Maxima werden zuerst im Wellenkamm erreicht und erst anschließend in den darunter liegenden Höhen ([SKJELBREIA 87]). Dieses Phänomen wurde u.a. noch von [WATANABE&HORIKAWA 74], [KJELDSSEN&MYRHAUG 80], [FLICK et al. 81], [SKJELBREIA 87] und [YASUDA et al. 93] beobachtet. Alle Theorien, die eine periodisch fortschreitende Welle beschreiben, gehen von einem symmetrischen Profil bezüglich der vertikalen Achse durch den Wellenberg aus. Entsprechend werden von diesen Theorien die maximalen horizontalen Partikelgeschwindigkeiten über die volle Höhe unterhalb des Wellenkamms ermittelt. Die Phasenverschiebung der Maxima können mit einer analytischen Beschreibung nicht wiedergegeben werden.

[HANSEN&TØRUM 99] haben Messungen der Wellenkinematik über einer Unterwasserschwelle durchgeführt. Die Geschwindigkeitsverteilung der brechenden Wellen auf der Unterwasserschwelle unterscheidet sich grundlegend von denen auf einer Böschung und wird daher nicht weiter berücksichtigt. Gleiches gilt für [GODA 73].

Bei einigen Untersuchungen wurden zusätzlich die Beschleunigungen gemessen ([KJELDSSEN et al. 98]) oder aus Geschwindigkeitsmessungen abgeleitet (z.B. [SKJELBREIA 87]; [GRIFFITHS et al. 92]). Die Angaben beschränken sich auf Maximalwerte. Es wird kein Bezug zu theoretischen Beschreibungen hergestellt und es werden auch keine Aussagen über das Zeitverhalten getroffen.

### 2.2.3 Fazit

Die Beschreibung der Kinematik kann für die vorliegende Untersuchung brechender Wellen bei Verwendung einer analytischen Wellentheorie nur mit einer Fourier - Theorie höherer Ordnung erfolgen. Die Verwendung dieser Wellentheorie wird bei den theoretischen Vergleichsanalysen sowohl von [FENTON 90] als auch von [BARLTORP et al. 90] empfohlen. Letztere empfehlen die Fourier - Theorie 11. oder größerer Ordnung, während [FENTON 90] hierzu keine genauen Angaben macht. [GRIFFITHS et al. 92] stellten beim Vergleich der theoretischen Beschreibungen mit experimentellen Untersuchungen für die analytischen Wellentheorien ebenfalls die beste Übereinstimmung mit der Fourier - Theorie nach [CHAPLIN 80] fest. Sie weisen jedoch ausdrücklich darauf hin, dass ausschließlich numerische Modelle die Kontur brechender Wellen sowie deren Kinematik am Brechpunkt und darüber hinaus zuverlässig vorhersagen können, da die analytische Beschreibung von Wellenformen, die zur vertikalen Achse Asymmetrien aufweisen, nicht möglich ist.



Erweist sich die Verwendung einer Fourier - Theorie höherer Ordnung als nicht angemessen, so ist die Anwendung numerischer Modelle zu überprüfen. In Frage kämen zum Beispiel kombinierte BEM-VoF Modelle.

### 2.3 Präzisierung der Zielsetzung und des Vorgehens

Nach der Analyse des Wissensstands wird im nächsten Schritt die Zielsetzung konkretisiert. Anschließend ist das weitere Vorgehen daraus abzuleiten.

Nach dem aktuellen Wissensstand ist die Krafteinwirkung sehr steiler und brechender Wellen als Superposition der quasi-statischen Einwirkung  $F_{\text{wave,q}}$  und der Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  zu betrachten (Gl. 2-1), wie schon von [WIEGEL 82] und [WIENKE 01] vorgestellt wurde.

Die quasi-statische Kraft wird durch die MOJS Formel beschrieben. Die theoretische Analyse von [RAINEY 95] lässt darauf schließen, dass für den hier betrachteten Anwendungsfall die bestehende Formulierung nicht ausreichend ist. Es sind danach zusätzliche Prozesse zu berücksichtigen, wie die vertikale Diffraktion und der Einfluss der freien Oberfläche. Dann ist **die benetzte Höhe direkt an der Struktur** aufzuzeichnen, um diese Prozesse aus der Welle-Struktur Interaktion analysieren und mit der Kraftmessung korrelieren zu können. Gleichzeitig ist eine Prüfung der Anwendungsgrenzen des MOJS Modells für diese extremen Wellenbedingungen vorzunehmen. Insbesondere die Annahme einer ungestörten Wasserspiegeloberfläche ist unter Berücksichtigung der großen Wellensteilheit zu hinterfragen. Dies beantwortet auch die Frage nach der generellen Eignung der MOJS Formel zur Beschreibung des quasi-statischen Kraftanteils  $F_{\text{wave,q}}$  sowie der Gesamtkraft sehr steiler Wellen.

Für die Anwendung des MOJS Modells ist lediglich die Kenntnis der Partikelkinematik und der Kraftkoeffizienten notwendig. Für die Beschreibung der Partikelkinematik ist eine analytische Lösung zu bevorzugen. Hier bietet sich eine Fourier-Theorie hoher Ordnung an. Diese wird von [BARLTORP et al. 90] für steile Wellen empfohlen, wurde ebenfalls von [CHAPLIN et al. 97] eingesetzt und ist Stand der Technik für die Beschreibung steiler Wellen bei der Lastermittlung auf schlanke Offshore-Tragstrukturen [RAINEY&CAMP 07]. Die Ermittlung der Kraftkoeffizienten stellt ein wichtiges Teilziel dieser Arbeit dar, da eine Verifizierung dieser Parameter für derart steile Wellen noch aussteht.

Die Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  ist durch den Ansatz nach [WIENKE 01] beschrieben. Die entscheidende Bedeutung des pile-up Effekts, der bei diesem Ansatz berücksichtigt ist, wird durch die sehr verlässlichen Messungen von [CAMPBELL ET AL. 77] bestätigt. Neben dem Zylinderdurchmesser sind als Eingabeparameter die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$  und der *curling* Faktor  $\lambda$  zur Berechnung der Krafteinwirkung erforderlich. Dabei ist der *curling* Faktors  $\lambda$  für Flachwasserbedingungen noch zu verifizieren.

Für die Beantwortung dieser Fragestellungen sind Laborversuche notwendig. In Abb. 2-5 symbolisiert der blaue Kasten die **großmaßstäblichen Untersuchungen** im GWK. Die Messungen finden auf einer 1:10 Böschung statt, so dass Flachwasserbedingungen erzielt werden können. Es werden fünf Zylinderneigungen untersucht. Für die spätere Analyse sind die Gesamtkräfte, die ungestörte Wasserspiegelauslenkung an der Kanalwand und die Partikelgeschwindigkeit auf Höhe der Zylinderfront aufzuzeichnen. Außerdem ist für eine eingehende Überprüfung des MOJS Modells die Messung der Wasserspiegelauslenkung am Zylinder notwendig (Kapitel 3).

Im Anschluss sind die Wellenereignisse einem Lastfall (Abstand Brechpunkt zur Zylinderfront, Brechertyp) zuzuordnen. Hierzu sind die Wellen in einer **Versuchsauswertung** zunächst zu klassifizieren. Ebenso

sind die quasi-statischen und dynamischen Kraftanteile zu separieren, so dass sie in den folgenden Schritten getrennt voneinander analysiert werden können. Am Ende der Versuchsauswertung stehen die normierte Gesamtkraft und die normierten Kraftanteile zur Verfügung (Kapitel 4).

Auf Basis der Versuchsauswertung ist der Bezug zu den theoretischen Beschreibungen der Krafteinwirkung herzustellen – die **MOJS Formel** und die **3-D Druckschlagbeschreibung**. Die aus der dynamischen Belastung ermittelten Stoßkräfte und *curling* Faktoren für Flachwasserbedingungen werden in Kapitel 5 gezeigt. Hier sind die Ergebnisse des Lastfalls 3 bemessungsrelevant.

Des Weiteren sind die der MOJS Formel zugrunde liegenden Annahmen sowie die Anwendbarkeit einer periodischen Wellentheorie auf den Lastfall 5 anhand eines Vergleichs mit den Messdaten zu prüfen (Kapitel 6). In Kapitel 7 werden die Erweiterungen der MOJS Formel zur Verbesserung der Vorhersage der Krafteinwirkung aufgezeigt. Es werden Kraftkoeffizienten experimentell anhand gemessener Partikelgeschwindigkeiten ermittelt. Außerdem wird die Welle-Struktur Interaktion mit besonderem Augenmerk auf den zweiten Lastzyklus untersucht. Neue Erkenntnisse aus der Korrelation von Wasserspiegelauslenkung und Kraftmessung werden dargestellt.

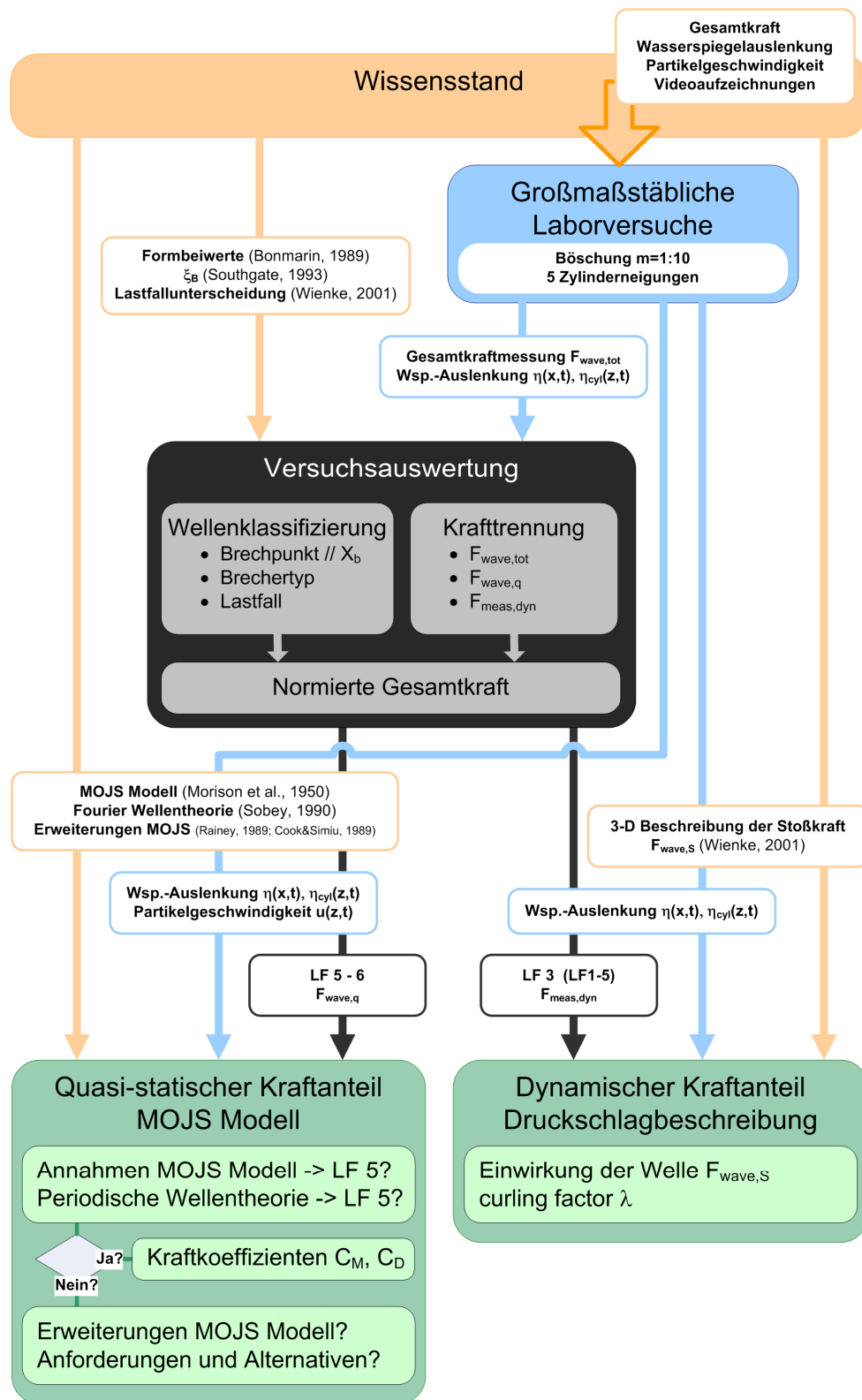


Abb. 2-5: Präzisierung der Zielsetzung und des methodischen Vorgehens



### 3 Beschreibung der Versuche im Großen Wellenkanal (GWK)

Die Versuche wurden im Großen Wellenkanal (GWK) des FZK in Marienwerder durchgeführt. Der Kanal ist 309 m lang, besitzt eine Breite von 5 m und ist 7 m tief. Die Wellen werden mit einer Wellenmaschine erzeugt, die nach dem Translationsprinzip arbeitet. Am Ende des Wellenkanals befindet sich eine 1:6 geneigte Grundböschung. Die Y-Achse repräsentiert die Längsrichtung des Kanals im Sohlbereich und verläuft in der Mittelachse des Kanals. Das globale Koordinatensystem wird vervollständigt durch die orthogonale Z-Achse für den Höhenabstand zur Kanalsohle und die X-Achse in Querrichtung des Kanals. Im Folgenden werden zwei Versuchsphasen kurz beschrieben. Die erste Versuchsphase („Serie A - GWK 1998“ mit einer horizontalen Sohle) wurde federführend von Dr. Wienke durchgeführt ([WIENKE 01]). Die zweite Versuchsphase („Serie B - GWK 2000“ mit Testzylinder am Ende einer 1:10 Böschung) wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

#### 3.1 Versuchsreihe 1: Serie A - GWK 1998

##### 3.1.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau und die Tests mit transienten Wellenpaketen der Messkampagne GWK 1998 werden ausführlich in [WIENKE 01] und [WIENKE&OUMERACI 05] beschrieben. Die Messkampagne gleicht in wesentlichen Teilen der im nächsten Abschnitt ausführlich beschriebenen Serie B - GWK 2000. Der entscheidende Unterschied besteht in der Sohlneigung vor der Teststruktur. Im Jahre 2000 erfolgte die Anordnung des Zylinders am Ende einer Böschung, während die Versuche in der Serie A - GWK 1998 auf einer horizontalen Sohle durchgeführt wurden (Abb. 3-1). Die untersuchten Zylinderneigungen variierten zwischen  $-45^\circ$ ,  $-25^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $24,5^\circ$  und  $45^\circ$ .

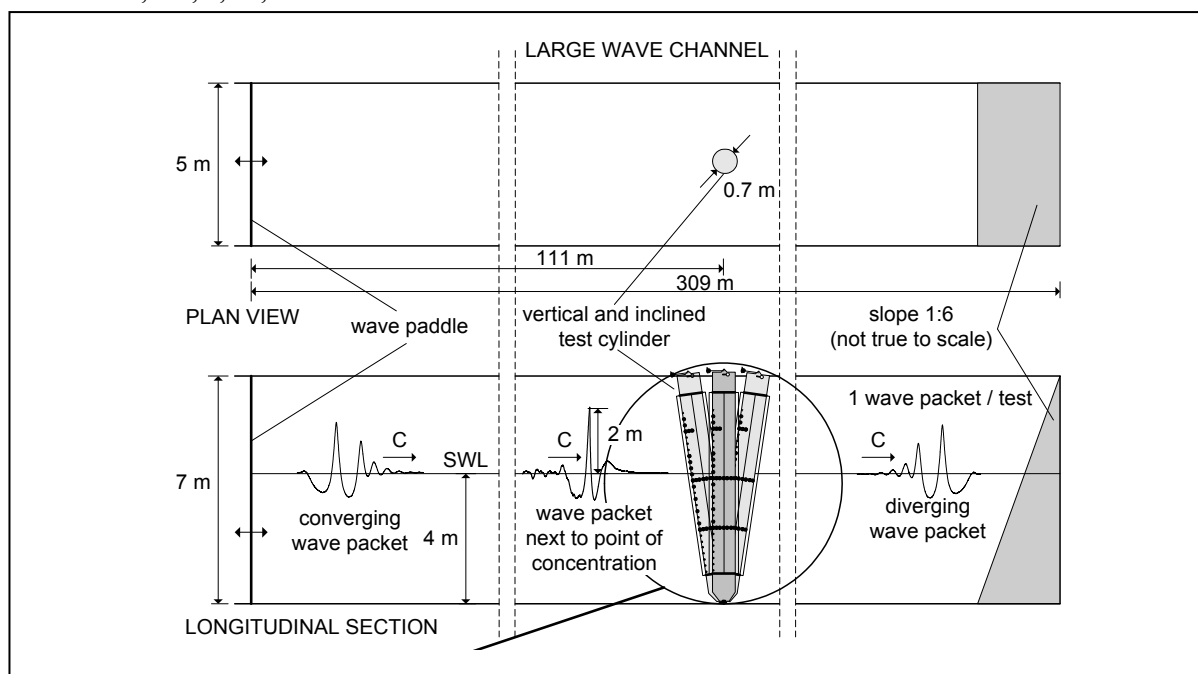


Abb. 3-1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus der Versuche „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01]

### 3.1.2 Messtechnik und Messinstrumente

Zur Messung der Auflagerkräfte sind Dehnmessstreifen in den oberen und unteren Auflagern angeordnet. Zusätzlich sind Druckmessdosen in der Außenhaut des Zylinders eingesetzt (Abb. 3-2). Des Weiteren sind Wellenpegel direkt an die Struktur montiert, so dass der Wellenaufbau gemessen werden kann.

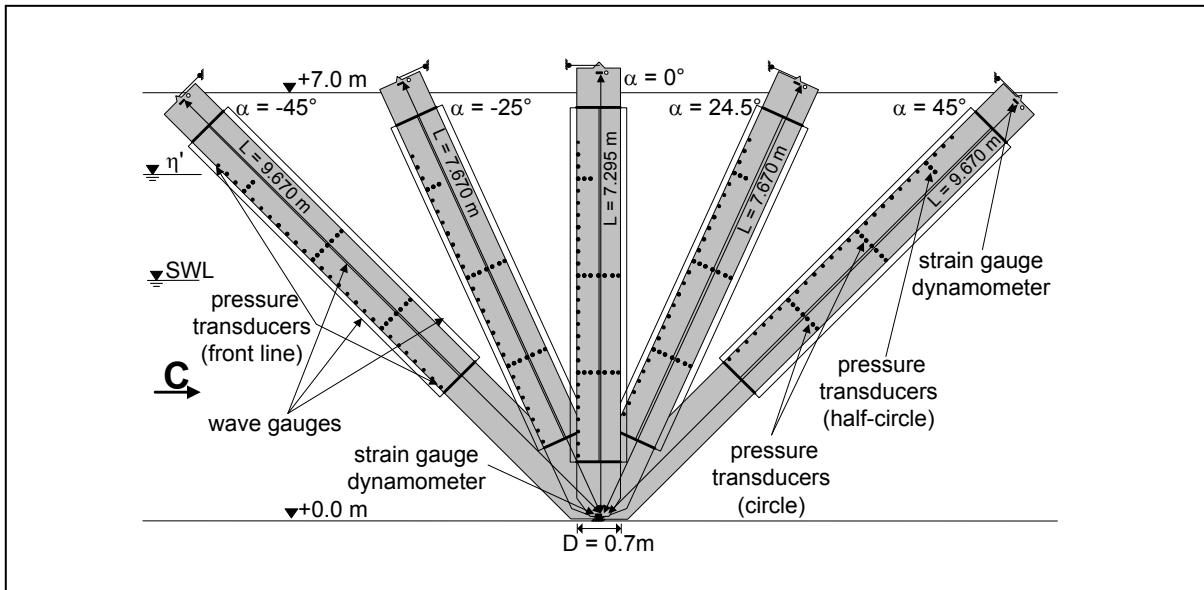


Abb. 3-2: Detailansicht des Testzylinders und der Messtechnik an der Struktur während der „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01]

Auf Höhe der Zylinderfront sind an der Kanalwand insgesamt 10 Strömungssonden über die Höhe verteilt positioniert. Abb. 3-3 zeigt zudem die auf der gegenüberliegenden Kanalseite angeordneten Wellenpegel. Weitere Information zu den Messaufnehmern wird im folgenden Abschnitt und [WIENKE 01] gegeben.

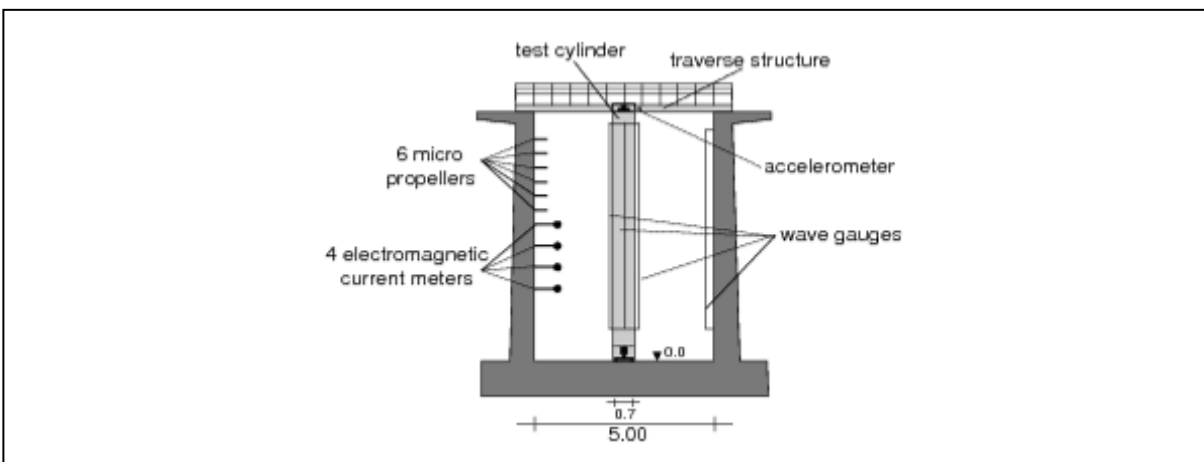


Abb. 3-3: Schnitt durch den Wellenkanal, aus [WIENKE&OUMERACI 05]

### 3.1.3 Versuchsparameter

#### 3.1.3.1 Regelmäßige Wellen

Die Versuche mit regelmäßigen Wellen umfassen Wellenperioden von 4 - 10 s und Wellenhöhen von 1,20 - 1,50 m. Eine Zusammenfassung zeigt Tab. 3-1. Der Wasserstand beträgt in allen Versuchen mit regelmäßigen Wellen  $d = 4,75$  m.

$d = 4,75$ m		T [s]						
		4	5	6	7	8	9	10
H [m]	1,20	X	X	X	X	X	X	X
	1,35	X	X	X	X	X	X	X
	1,50	X	X	X	X	X		

Tab. 3-1: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie A - GWK 1998“

#### 3.1.3.2 Transiente, fokussierende Wellenpakete oder Gauss'sche Wellenpakete

Die Versuche mit transienten fokussierenden Wellenpaketen sind in Tab. 3-2 beschrieben. Bei den genannten Wellenparametern handelt es sich um Messgrößen, nicht etwa um Daten für die Steuerung der Wellenmaschine. Diese Werte gelten in etwa für alle Zylinderneigungen, während im Wesentlichen der Brechpunkt durch einen veränderten Konzentrationspunkt angepasst wurde.

Parameter	Definition	Measured values
wave height	$H$	2.2 - 2.8 m
maximum water surface elevation	$\eta'$	1.7 - 2.0 m
wave period	$T$	4.11 - 4.28 s
wave celerity	$C$	5.8 - 6.2 m/s
Steepness ( $g$ : acceleration of gravity)	$s = (2 \cdot \pi \cdot H) / (g \cdot T^2)$	0.08 - 0.10
crest front steepness (in space)	$\varepsilon_{X,B} = \eta' / L'$	0.55 - 0.80
crest front steepness (temporal)	$\varepsilon_t = (2 \cdot \pi \cdot \eta') / (g \cdot T' \cdot T)$	0.50 - 0.75
vertical asymmetry factor	$\lambda = L'' / L'$	1.9 - 2.7
horizontal asymmetry factor	$\mu = \eta' / H$	0.71 - 0.77

Tab. 3-2: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen „Serie A - GWK 1998“, aus [WIENKE et al. 01].

## 3.2 Versuchsreihe 2: Serie B - GWK 2000

### 3.2.1 Versuchsaufbau

Das GWK-Modell besteht im Wesentlichen aus dem Zylinder und einer Böschung (Abb. 3-4). Die ebene Böschung mit einem Neigungsverhältnis von  $m = 1:10$  beginnt bei 178 m. Sie besteht aus einem Sandkern, der durch eine Asphaltdecke versiegelt ist.

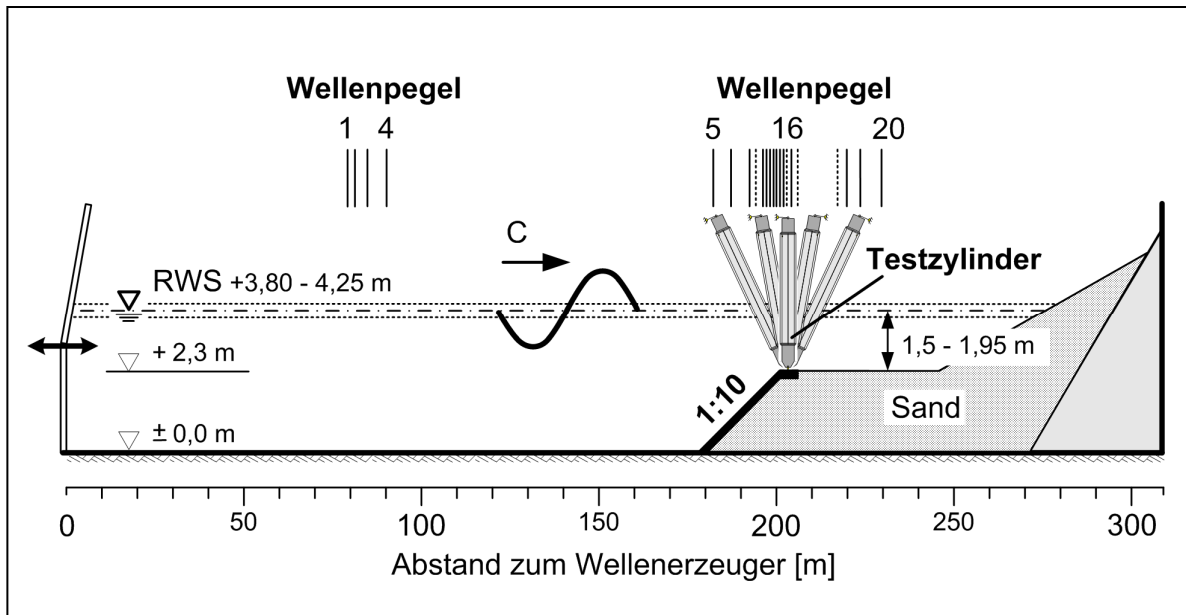


Abb. 3-4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus und Positionen der Wellenpegel.

Der Böschung folgt eine etwa 45 m lange horizontale Berme, die im vorderen Abschnitt ebenfalls mit einer Asphaltdecke versehen ist. An die Berme schließt sich eine Böschung mit einer Neigung von  $m = 1:17,5$  an. Durch die Vorstrandneigung von  $m = 1:10$  werden überwiegend Sturzbrecher generiert. Die 1:17,5 geneigte Böschung dient zur Minimierung von Wellenreflexionen am Ende des Kanals.

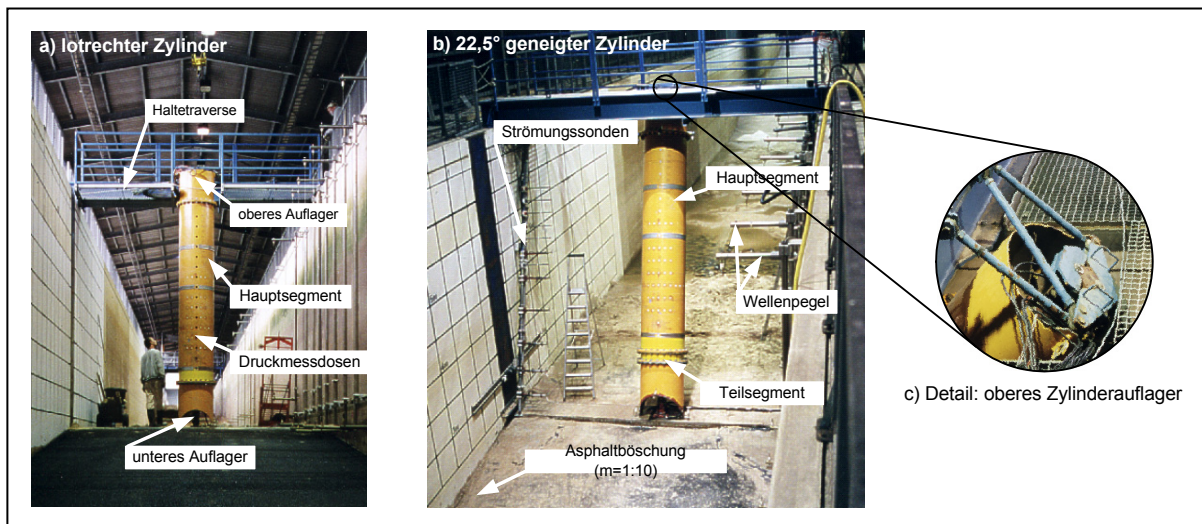
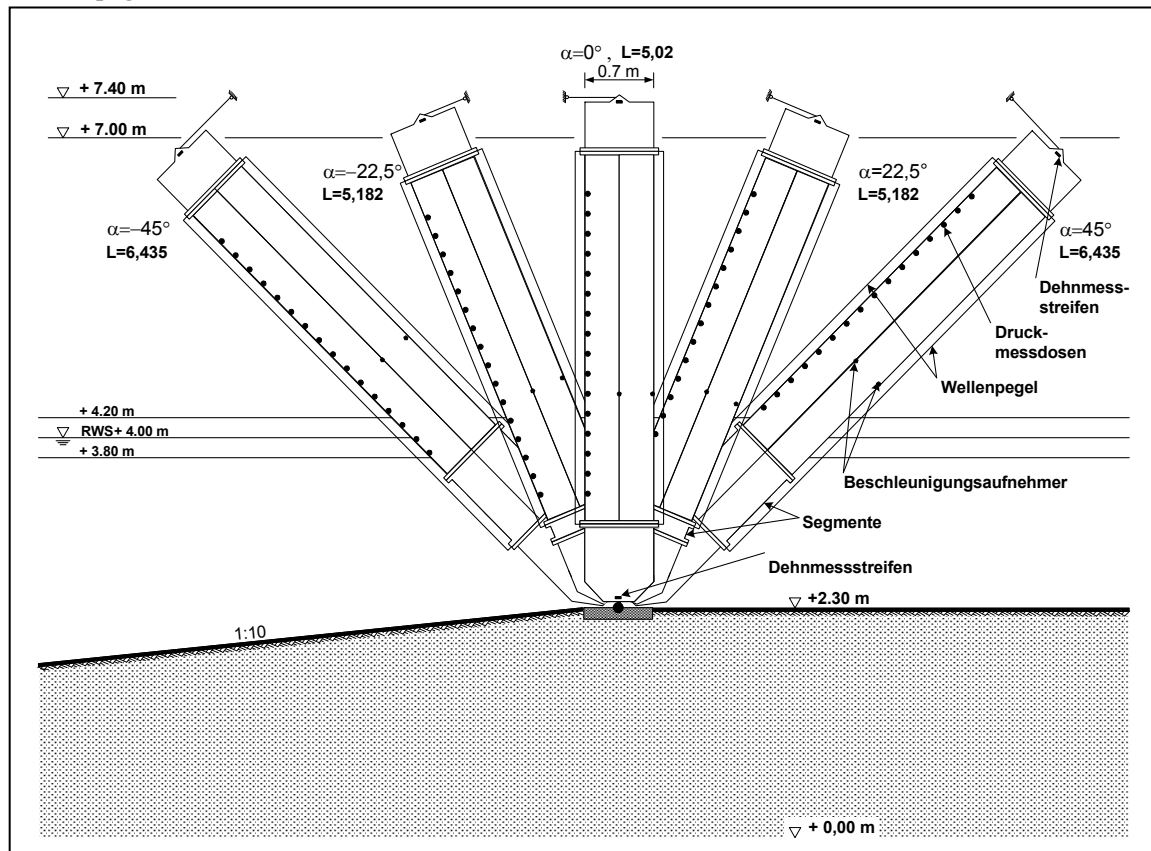


Abb. 3-5: (a) Frontansicht des lotrechten und (b) des 22,5° geneigten Zylinders sowie (c) Detailansicht des oberen Auflagers.



Der Zylinderdurchmesser beträgt  $D = 0,7 \text{ m}$ . Die Länge des Zylinders ist auf jeden Neigungswinkel anzupassen. Dies erfolgt durch Zwischensegmente. Der untere Auflagerpunkt bleibt während der gesamten Messkampagne unverändert.



**Abb. 3-6: Neigungswinkel und Längen des Zylinders**

# Messtechnik und Messinstrumente

Die Wellenkinematik wird mit Wellenpegeln und Strömungs sonden gemessen. Die Wellenpegel messen an definierten Orten die Wasserspiegelauslenkung, so dass auch die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ermittelt werden kann.

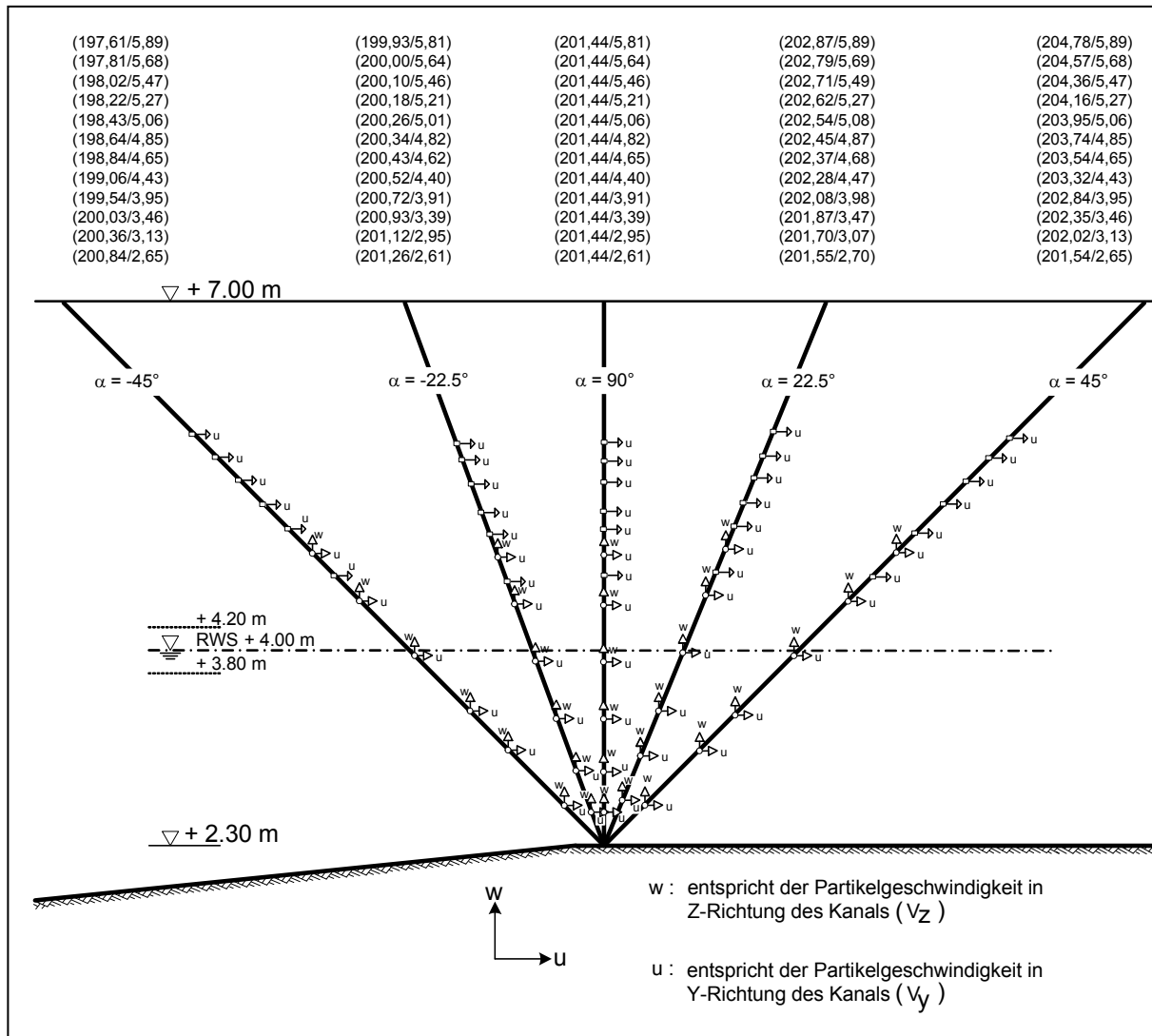


Abb. 3-7: Koordinaten der Strömungssonden im Kanal

Der Einbau der Wellenpegel vor und hinter dem Testzylinder ist in Abb. 3-4 aufgetragen. Zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten werden Strömungssonden an der Kanalwand installiert, jeweils korrespondierend zur Staulinie des Zylinders (Abb. 3-5b). Die Ultraschallsonden der Firma SONTEK werden im unteren Bereich angeordnet, da sie für einen Messbereich bis 2,5 m/s ausgelegt sind. Die NORTEK-Ultraschallsonden mit einem Messbereich bis 7,5 m/s werden oberhalb des Ruhewasserspiegels eingebaut. Die horizontale Partikelgeschwindigkeit im Brecherkamm wird zusätzlich mit Mikropropellern der Firma SCHILDKNECHT gemessen. Die Koordinaten aller Strömungssonden sind der Abb. 3-7 zu entnehmen.

Die Wellenbelastung der Messstruktur wird sowohl durch eine Gesamtkraftmessung als auch durch die örtliche Druckmessung in der Staulinie des Zylinders erfasst. Die Gesamtkraft wird in den Auflagerpunkten mit Dehnmessstreifenapplikationen gemessen. Die Messung erfolgt in Quer- und in Längsrichtung des Kanals. Die Druckmessung in der Staulinie wird mit Messsensoren der Firma DRUCK durchgeführt. Die Instrumente haben einen Messbereich bis 10 bar. Zur Erfassung der vertikalen Druckverteilung sind die Sensoren in der Staulinie im Abstand von 20 cm angeordnet. Um neben der Gesamtkraftmessung die örtliche Belastung durch brechende Wellen beschreiben zu können, muss die strukturelle Antwort des Zylinders auf die Krafteinwirkung bekannt sein. Hierzu werden in Kanallängsrichtung und in Quer-

richtung zwei Beschleunigungsaufnehmer installiert. Alle verwendeten Messinstrumente sind in Tab. 3-3 zusammengefasst.

Messinstrument	Messziel
26 Wellenpegel <i>A: 2 × 4 WP (Harfen) vor und hinter der Böschung</i> B: 12 WP über und hinter der Böschung verteilt C: 4 WP am Zylinder D: 2 WP im Zylinder	Wasserspiegelauslenkung ⇒ Wellenfortschrittsgeschwindigkeiten (A, B) ⇒ Auslenkung am Zylinder und Vergleich mit ungestörter Welle (C, A, B) ⇒ Auftrieb / Abschätzung hydrostatischer Wasserdruck (C, D) ⇒ Veränderung der Wellenform auf der Böschung (A, B) ⇒ Reflexionsanalyse (A)
3 Ultraschallströmungs- (NSW) Fa. SONTEK Über die Höhe verteilt (an Kanalwand; parallel Staulinie Zylinder)	2D-Wasserpartikelgeschwindigkeiten unterhalb RWS (Meßbereich bis 2,5 m/s) ⇒ Kinematik in der Wellenfront
3 Ultraschallströmungs- (NSW) Fa. NORTEK Über die Höhe verteilt (an Kanalwand; parallel Staulinie Zylinder)	2D-Wasserpartikelgeschwindigkeiten in der Nähe des RWS und in der Brecherzunge (Messbereich bis 7,5 m/s) ⇒ Brecherkinematik
6 Flügelräder (Propeller) Fa. SCHILDKNECHT Über die Höhe verteilt (an Kanalwand; parallel Staulinie Zylinder)	Horizontale Wasserpartikelgeschwindigkeiten in der Brecherzunge (Meßbereich bis 10 m/s) ⇒ Brecherkinematik
16 Druckmessdosen Fa. DRUCK In der Staulinie des Zylinders	Druck in der Staulinie ⇒ lokale Kraftwirkung
8 Kraftmesser In den Zylinderauflagern	Gesamtkräfte längs und quer (Dehnmessstreifen) ⇒ Belastungsermittlung (impact)
2 Beschleunigungsaufnehmer Am Zylinder	Schwingungsverhalten (response)

**Tab. 3-3: Verwendete Messinstrumente und deren Messziele**

### 3.2.3 Messwerterfassung

Zur Messwerterfassung (Abb. 3-8) wird das vorhandene PRESTON-System verwendet. Die A/D-Wandlung ist mit insgesamt 77 Kanälen belegt, die alle zeitsynchron bei einer Messfrequenz von 200 Hz aufgenommen werden. Die Wahl der Messfrequenz hängt von den aufzuzeichnenden Prozessen und einer Limitierung der Datenmenge ab.

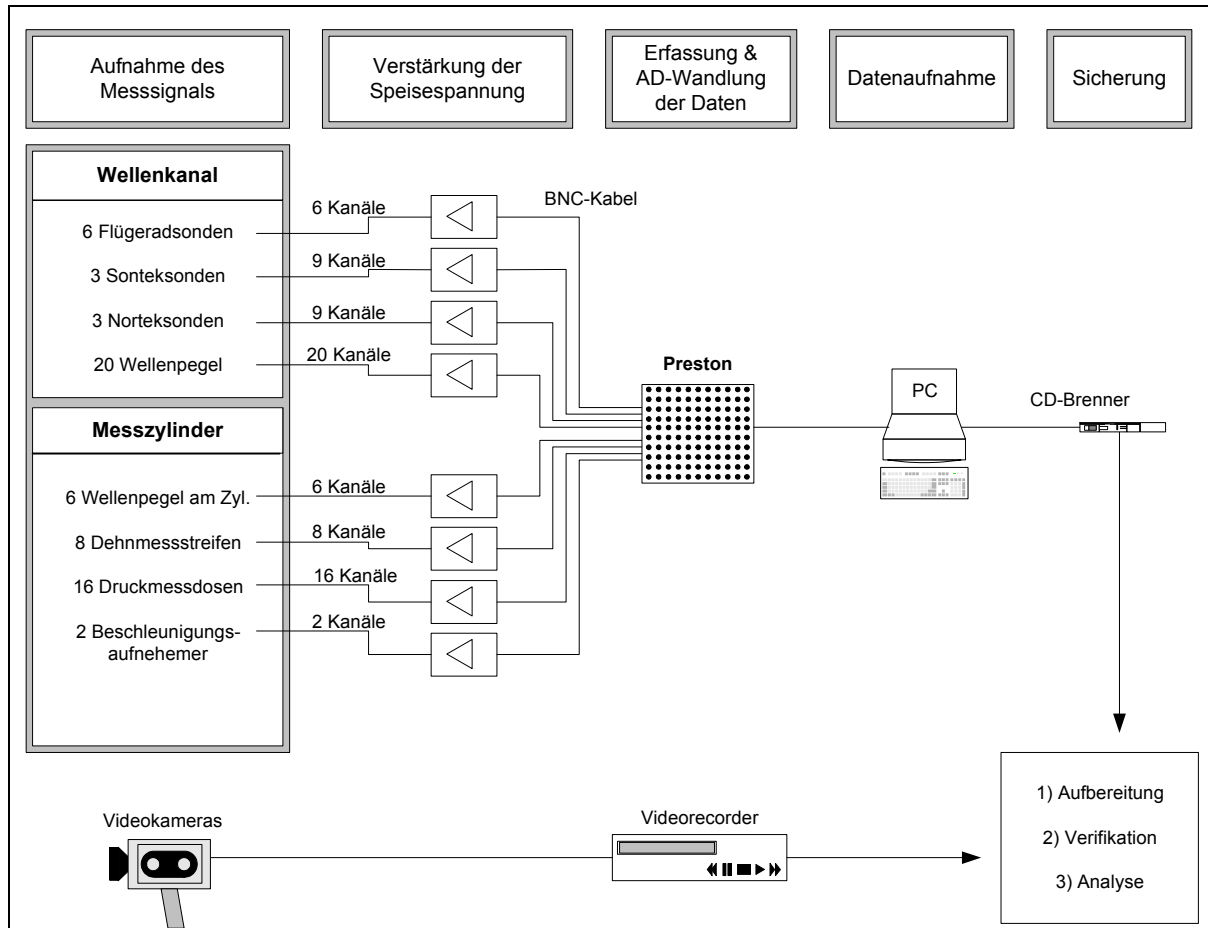


Abb. 3-8: Messwerterfassung

Zur Erfassung der kurzzeitigen Druckschlagbelastung ist unter Berücksichtigung der Eigenfrequenz der Messwertgeber eine Messfrequenz von 12 kHz optimal. Für alle anderen vergleichsweise langsam ablaufenden Prozesse (Schwingungen des Zylinders, Messung der Wellen- und Partikelgeschwindigkeiten) ist eine Digitalisierungsfrequenz von 200 Hz ausreichend.

Die Aufnahme der Messdaten mit 12 kHz hat aber den Nachteil, dass die damit verbundene Datenmenge die Versuchsdauer sehr stark beschränkt. Versuche mit Spektren sind unter diesen Umständen nicht durchzuführen. Die statistische Auswertung der Versuchsdaten, auch für regelmäßige Wellen, ist ebenfalls nicht möglich. Darüber hinaus ist selbst bei Lösung des ersten Problems der Erfolg der Druckmessung in der Staulinie des Zylinders nicht gesichert. Die Brecherhöhe der anlaufenden Welle wird durch die Wasserspiegeländerung in der Brandungszone und Reflexionen beeinflusst. Die Ausrichtung der Brecherzunge auf einen Messwertgeber gestaltet sich daher sehr viel schwieriger als im Tiefwasser, wo überwiegend mit Gauss'schen Wellenpaketen gearbeitet werden musste. Unter Berücksichtigung der Zielsetzung im Forschungsvorhaben ist für alle Kanäle die Messfrequenz von 200 Hz gewählt worden.

Zusätzlich zu den Messdaten werden die Versuche mit einer Videokamera dokumentarisch festgehalten. [WIENKE et al. 00] haben gezeigt, dass mit der Videoaufzeichnung eine Auswertemethode entwickelt werden konnte, die eine systematische Klassifizierung der Versuche und die Unterteilung in verschiedene Lastfälle ermöglicht.

### 3.2.4 Versuchsprogramm und -durchführung

Die Messstruktur wurde mit regelmäßigen Wellen, Spektren, Gauss'schen Wellenpaketen und Einzelwellen belastet. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt sowohl zeitlich wie auch zahlenmäßig bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen. Testläufe mit Einzelwellen am lotrechten Zylinder haben gezeigt, dass mit den realisierbaren Wellenparametern keine verwendbaren Messungen durchgeführt werden konnten.

#### 3.2.4.1 Versuchsparameter

Die Messdauer wird in Abhängigkeit des generierten Wellentyps und der Wellenperiode für jeden Versuch unterschiedlich gewählt. Während Spektren für eine Versuchsdauer von  $100 \cdot T$  generiert werden, dauern die Versuche mit regelmäßigen Wellen in der Regel nur  $10 \cdot T$ . Zur stochastischen Absicherung werden einzelne Versuche mit 100 Wellen wiederholt. Bei Gauss'schen Wellenpaketen handelt es sich hingegen um ein einzelnes Wellenereignis. Die Wasserstände werden für die einzelnen Wellentypen jeweils separat bestimmt. Für die unterschiedlichen Zylinderneigungen werden sie unverändert beibehalten. Für Versuche mit regelmäßigen Wellen und Spektren variieren die Wasserstände zwischen  $d = 3,80$  und  $4,20$  m (Tab. 3-4). Für die Messungen mit Gauss'schen Wellenpaketen müssen die Wasserstände  $4,50$  m betragen, weil durch den Einfluss der Böschung bei niedrigen Wasserständen die Grenzsteilheit erreicht wurde, bevor das Wellenpaket im Konzentrationspunkt konvergieren konnte. Durch die Erhöhung des Wasserstands auf  $4,50$  m konnte dieser *Shoaling*-Einfluss deutlich verringert werden.

Wellentyp [-]	Wassertiefe d [m]
regelmäßige Wellen	3,80 - 4,20
Spektren	3,80 / 4,00 / 4,10
Transiente, fokussierende Wellenpakete	4,50

**Tab. 3-4: Zusammenfassung der Wasserstände**

##### 3.2.4.1.1 Regelmäßige Wellen

Ein Hauptziel der Versuche mit regelmäßigen Wellen liegt in der Detektierung einer möglichst großen Bandbreite von Lastfällen. Hierzu muss der Brechpunkt der Wellen in Bezug auf die jeweilige Zylinderstaulinie stark variiert werden. Für die Wellenperioden wird während der gesamten Messkampagne ein Bereich zwischen 4 und 8 s gewählt. Eine lokale Verschiebung des Brechpunktes der Wellen wurde über die Variierung der Wellenhöhe  $H$  und der Wassertiefe  $d$  erzielt.

Die Abb. 3-9 - Abb. 3-13 geben die durchgeführten Versuche mit regelmäßigen Wellen wieder. Die Einteilung erfolgt dabei aus Gründen der Übersichtlichkeit an der jeweiligen Zylinderneigung im Versuchsaufbau.

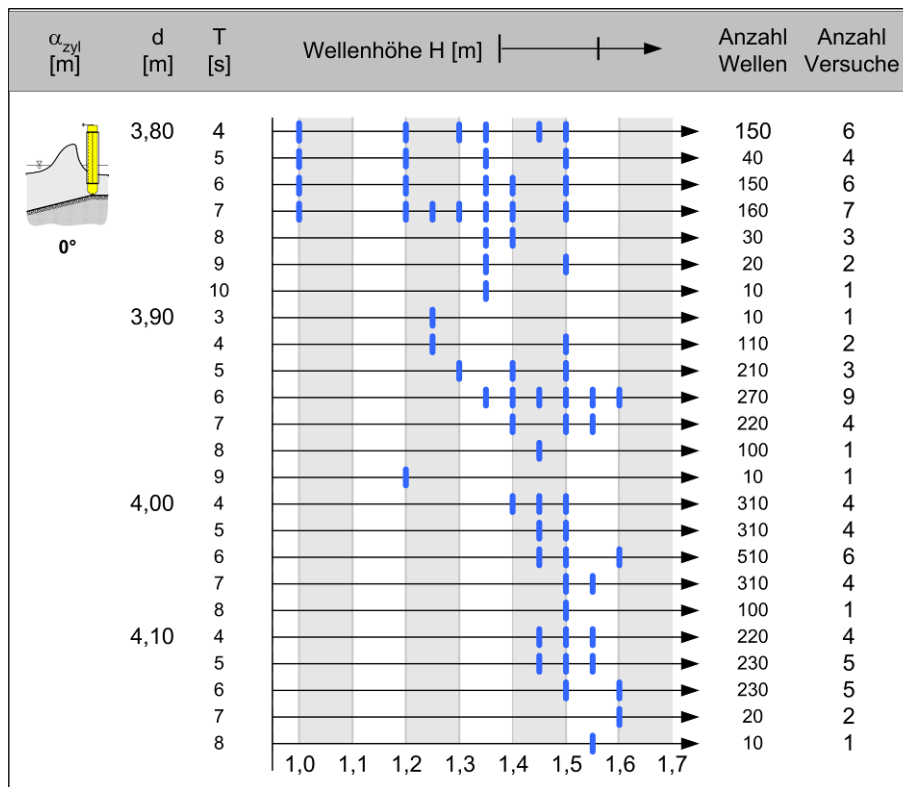


Abb. 3-9: Versuche mit regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung 0° (lotrecht)

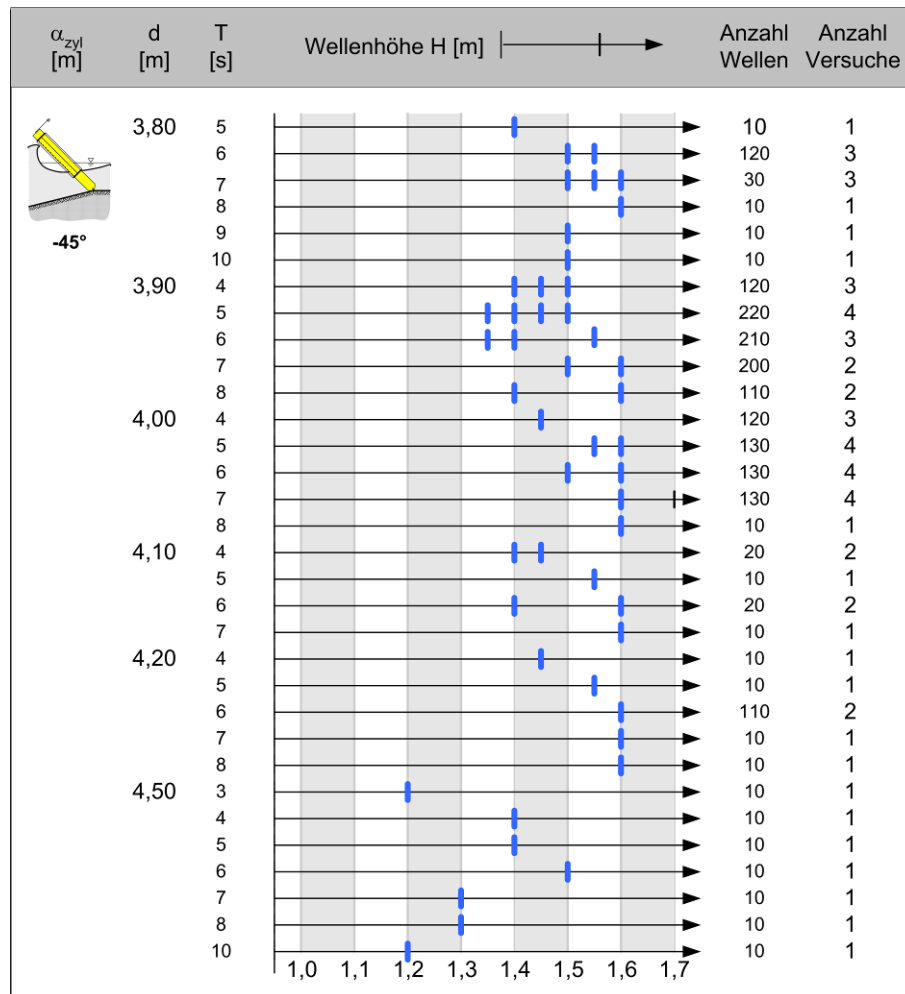


Abb. 3-10: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung 45° gegen Wellenanlaufichtung ( $\alpha_{\text{cyl}}=-45^\circ$ )

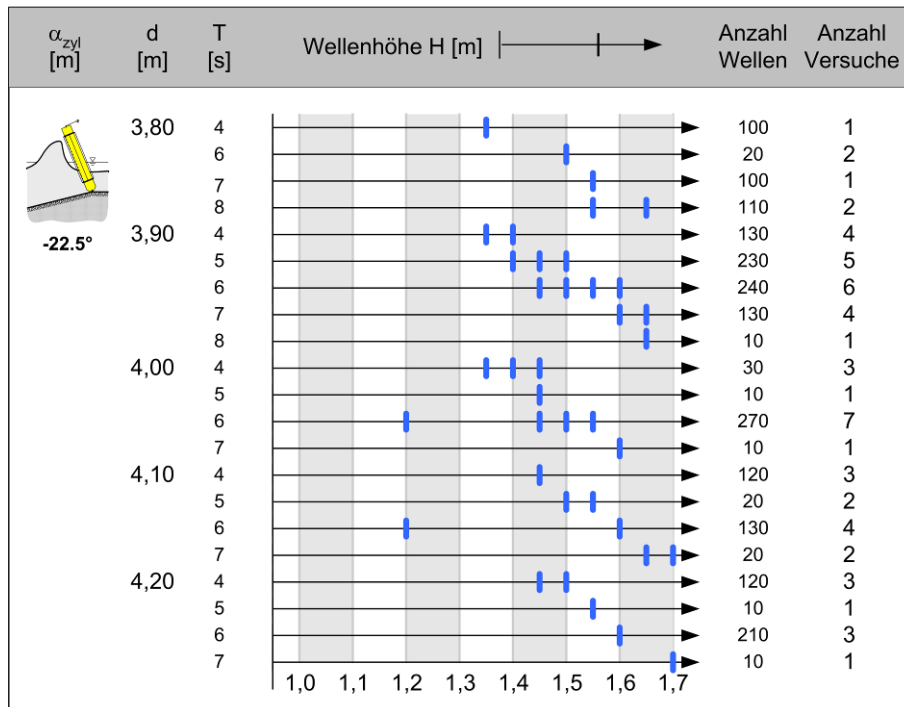


Abb. 3-11: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung 22,5° gegen Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{\text{cyl}} = -22,5^\circ$ )

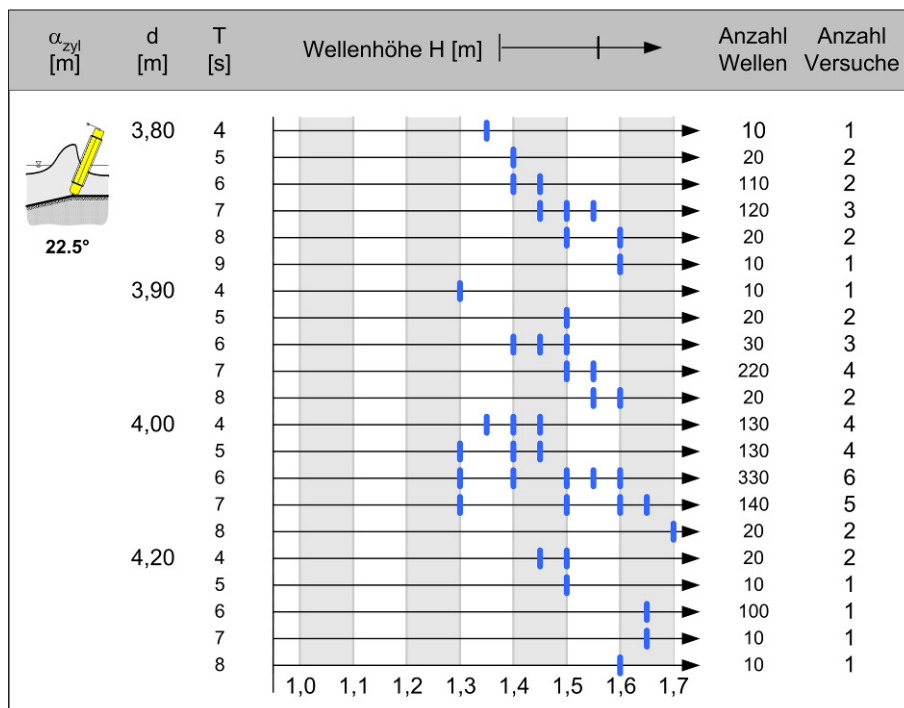


Abb. 3-12: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung 22,5° in Wellenanlaufrichtung ( $\alpha_{\text{cyl}} = +22,5^\circ$ )



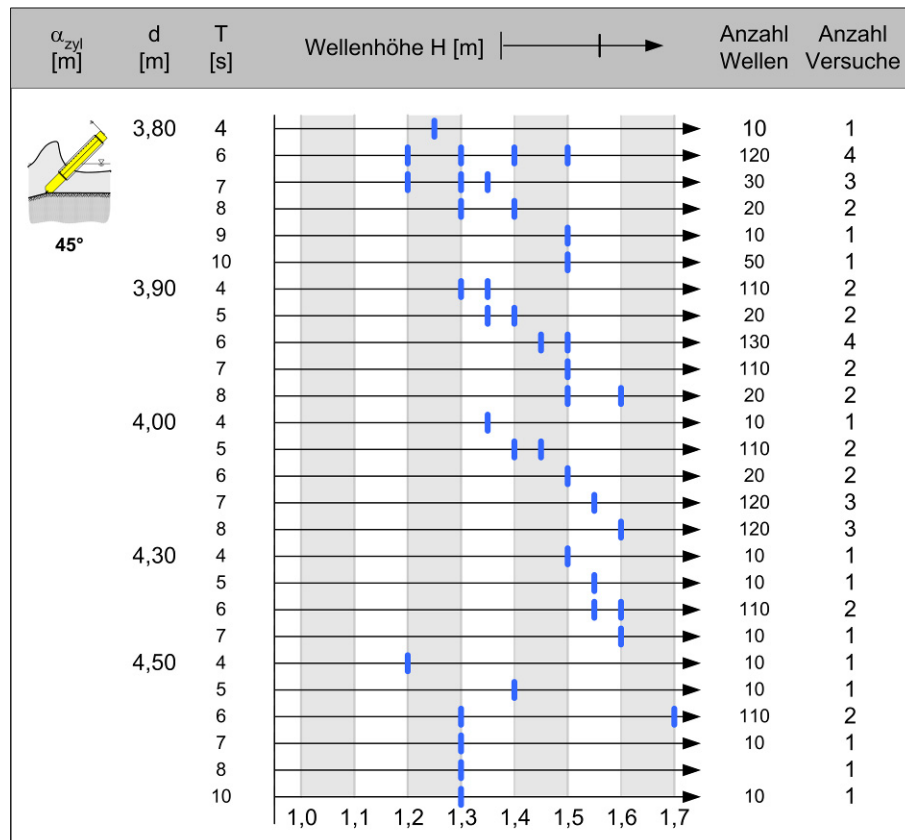


Abb. 3-13: Regelmäßigen Wellen, Zylinderneigung 45° in Wellenanlafrichtung ( $\alpha_{\text{cyl}}=+45^\circ$ )

### 3.2.4.1.2 Spektren

Das Versuchsprogramm mit Spektren bleibt bei allen Zylinderneigungen unverändert. Der Schwerpunkt der Untersuchungen mit unregelmäßigem Seegang wird auf die PIERSON-MOSKOWITZ Spektren gelegt. Diese werden für drei unterschiedliche Wasserstände eingesteuert. Bei einer Wassertiefe von  $d = 4,00$  m werden zum Vergleich der Belastungszustände auch JONSWAP- und TMA- Spektren generiert. Insgesamt 16 Spektren werden pro Zylinderneigung gefahren.

Abb. 3-14 enthält die Versuche mit Spektren. Die Zylinderneigung blieb hier unverändert.

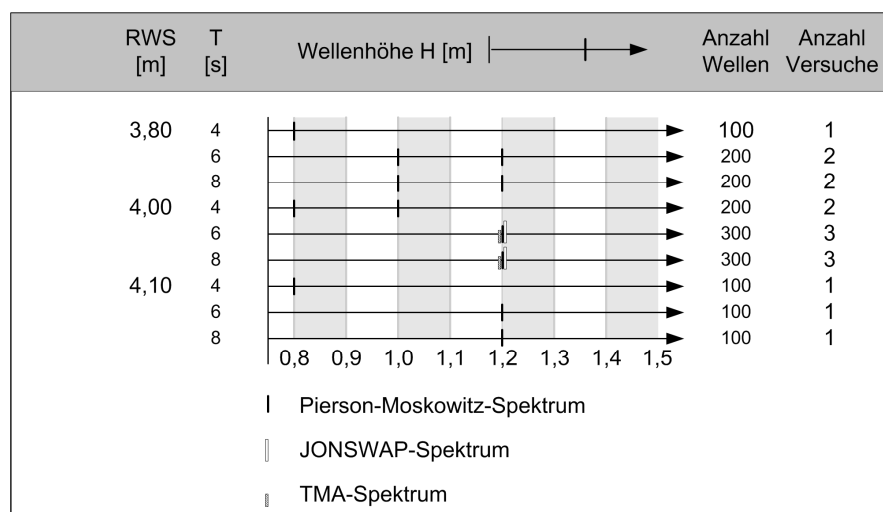


Abb. 3-14: Versuche mit Wellenspektren für alle Zylinderneigungen

#### 3.2.4.1.3 Transiente, fokussierende Wellenpakete

Der *Shoaling*-Einfluss beeinflusst die Konvergenz der fokussierenden Wellenpaketestark. Der Einfluss wird reduziert, indem die Versuche bei einem höheren Wasserstand von  $d = 4,50$  m gefahren werden und die Wellenhöhe  $H$  von anfänglich 1,40 m auf 1,10 m verringert wird. Damit eine Vergleichbarkeit der Messungen mit der Messkampagne im Tiefwasser möglich ist, wird für alle Versuche die Wellenperiode  $T = 6$  s gewählt. Der Konzentrationspunkt muss in einem Bereich von 10 m jeder Zylinderneigung angepasst werden.

### 3.3 Zusammenfassung

Die vorgestellten Versuchsreihen „Serie A – GWK 1998“ und „Serie B – GWK 2000“ unterscheiden sich maßgeblich in der Sohlneigung:

Serie A – GWK 1998: Horizontale Sohle

Serie B – GWK 2000: Geneigte Böschung

Somit ist die Erzeugung von sehr steilen und brechenden Wellen in Serie A nur mittels Wellenfokussierung möglich. Dabei handelt es sich um Versuche mit Wellenpaketen, die als fokussierte Einzelwelle auf das Bauwerk auftreffen. Einzelwellen. Der Transformationsprozess der Wellenform bis zum Wellenbrechen (engl. *shoaling*) verläuft für das transiente Wellenpaket gleichmäßig und langsam.

Im Gegensatz hierzu wird das Aufsteilen und das Brechen der (regelmäßigen und unregelmäßigen) Wellen in Serie B vorwiegend durch die abnehmende Wassertiefe induziert. Bedingt durch die relativ steile Sohlneigung (1:10) erfolgt das Aufsteilen der Wellen sehr schnell und ist auf einem engen Bereich begrenzt (vgl. Abb. 4-3 –A zu Abb. 4-3 –B). Die Analyse des Brechvorgangs, z.B. aus der Veränderung eines zu definierenden charakteristischen Parameters, ist folglich in Serie A mit geringeren Unsicherheiten möglich. Der Verlauf dieses Parameters ist stetiger und die Varianz innerhalb der einzelnen Phasen der Transformation geringer.

Als Referenz werden noch regelmäßige Wellenzüge der Serie A ausgewertet. Diese repräsentieren flache nicht brechende Wellen. Alle weiteren Versuche, z.B. mit unregelmäßigem Seegang, werden im Weiteren nicht analysiert. Diese sind als Ergänzung zu den präsentierten Ergebnissen zu sehen und bedeuten eine weitere Erhöhung der Komplexität - brechende Wellen innerhalb eines unregelmäßigen Wellenzugs auf einer geneigten Böschung.

In den Versuchen der Serie B – GWK 2000 werden alle Messdaten mit einer Frequenz von 200 Hz aufgezeichnet. Für die Aufzeichnung der Zylinderantwort ist dies ausreichend, jedoch kann der Druckschlag einer Welle nicht aufgelöst werden. Dazu wurde während der Serie A eine Digitalisierungsrate von 12 kHz verwendet. Die Messungen auf der Böschung dienen also der Verifikation der Beschreibung der Gesamtkraft nach [WIENKE 01] und nicht der räumlichen oder zeitlichen Analyse des Druckschlags.

## 4 Klassifizierung der Lastfälle und Krafttrennung

In einem ersten Teil dieses Abschnitts werden die einzelnen Wellenereignisse anhand einer Lastfalluntersuchung klassifiziert. Nach einer allgemeinen Einleitung über das bisherige Vorgehen bei der Lastfallklassifizierung, die damit verbundenen Schwierigkeiten und die Problemstellung, wird näher auf folgende Punkte eingegangen: Brechpunkt einer Welle, Brechertyp und Verlauf des Brechvorgangs.

In einem zweiten Teil wird die gemessene Reaktionskraft  $F_{\text{tot}}$  in einen quasi-statischen  $F_{\text{meas,q}}$  und einen dynamischen Kraftanteil  $F_{\text{meas,dyn}}$  zerlegt. Dies ist unbedingt notwendig, um in den nächsten Kapiteln auf die tatsächliche Welleneinwirkung schließen zu können.

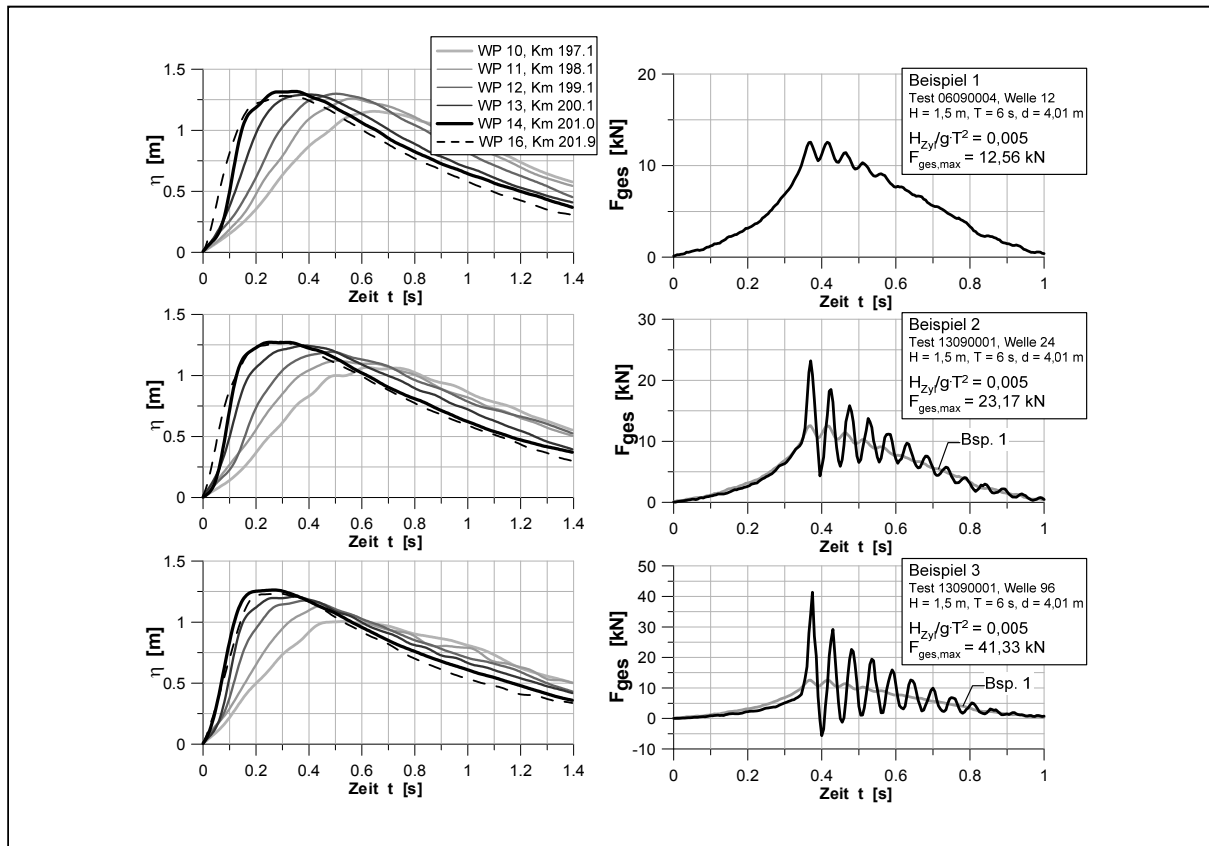
Abschließend werden erste Ergebnisse der Untersuchung der Krafttrennung gezeigt und Schlussfolgerungen für die weitere Arbeit gezogen. Bei dieser Darstellung fließen schon die Ergebnisse des neuen Brechkriteriums aus dem ersten Teil ein.

### 4.1 Lastfallunterscheidung

#### 4.1.1 Einleitung

Die Lastfallunterscheidung anhand der Messung der Wasserspiegelauslenkung ist direkt mit der Ermittlung des Brechpunktes verknüpft. Als weitere Faktor sind die Versuchsbedingungen zu nennen, z.B. Sekundärwellen und Kapillarwellen vorausgegangener Wellen oder Strömungen aufgrund von instationären Zuständen in der Brandungszone. Will man nicht jedes Einzelereignis aufwendig visuell auswerten, spiegelt sich die Genauigkeit in der Wellenanalyse im Ergebnis der Lastfalluntersuchung wider. Die gemessene Zylinderbelastung ist äußerst sensibel gegenüber geringen Veränderungen der Wellenfront, so dass der Brechpunkt sehr präzise ermittelt werden muss, wenn der Zusammenhang von Lastfall und Zylinderbelastung aufgezeigt werden soll. Die großen Schwankungen entstehen dabei durch die Druckschlagbelastung. Der so genannte quasi - statische Kraftanteil wird hierdurch nicht beeinflusst. Wie schon von [CHAN et al. 95] beobachtet, führen schon geringfügige Änderungen der Versuchsbedingungen, z.B. Störungen der Wasseroberfläche aus dem vorhergehenden Testlauf oder geringe Änderungen des Ruhewasserspiegels, zu einem stark veränderten Druckschlag. Die einfache Verwendung der globalen Wellenparameter, wie aus Abb. 4-1 ersichtlich wird, ist zur Unterscheidung dieser Ereignisse bei weitem nicht ausreichend. Es sind drei Wellen mit gleicher dimensionsloser Wellenhöhe  $H_{\text{cyl}}/(gT^2)$  und völlig unterschiedlicher resultierender Belastung aufgetragen. Der Bezugspegel WP 14 befindet sich - an der Kanalwand montiert - auf Höhe der Zylinderfront und ist ebenfalls der Bezugsort für die Größe  $H_{\text{cyl}}$ . Die gemessenen Zeitreihen unterscheiden sich signifikant im Betrag der maximalen Wasserspiegelauslenkung für den ersten dargestellten Wellenpegel WP 10. Weiter sind die unterschiedliche Krümmung der Wellenfront für den Bezugspegel WP 14 und die im Vergleich größere Steilheit der gemessenen Wellenfront für den strömungsabwärts angeordneten Wellenpegel WP 16 in den Beispielen 1 und 2 augenscheinlich.

An dieser Stelle sei jedoch auf die Einschränkungen der verwendeten Technik zur Messung der Wasserspiegelauslenkung hingewiesen. Spätestens mit der Entwicklung einer Brecherzunge wären drei Funktionswerte pro Zeitschritt notwendig, um die Oberfläche zu beschreiben. Auch vor Erreichen der Grenzwellenhöhe zeigt der Vergleich mit Videoaufzeichnungen, dass die Auslenkung geringfügig unterschätzt wird. Aufgrund des hohen räumlichen Gradienten im Bereich der Wellenfront ist eine nicht ausreichende Aktualisierungsrate der Messung wahrscheinlich die Ursache für diese Abweichung.



**Abb. 4-1: Gemessene Wasserspiegelauslenkung und gemessene Gesamtkraft für drei Wellen gleicher dimensionsloser Wellenhöhe ( $\alpha_{\text{cyl}} = 0^\circ$ , WP 14 auf Höhe der Zylinderfront, siehe auch Abb. 3-4). Der quasi-statische Kraftanteil kann anhand eines globalen Parameters wie der dimensionslosen Wellenhöhe gut beschrieben werden. Der dynamische Kraftanteil - sichtbar durch die Oszillation - hängt von lokalen Effekten ab.**

Sowohl [CHAN et al. 95] als auch [WIENKE 01] analysierten die Form der brechenden Wellen daher visuell. Diese Lastfälle werden von [CHAN et al. 95] nach dem Abstand zwischen dem Brechpunkt  $x_b$  und der Zylinderfront  $x_{\text{cyl}}$  in Lastfälle eingeteilt. Auf der gleichen Methodik basiert die Beschreibung der Lastfälle von [WIENKE&OUMERACI 05]. In Tab. 4-1 ist diese Einteilung um den Lastfall 6 erweitert. Der Lastfall 6 umfasst alle Wellen mit geringer Wellenhöhe als eine *near-breaking* Welle. Im Bezug auf die Grenzwellenhöhe  $H_{\text{lim}}$  würde dies bedeuten  $H < 0,80 \cdot H_{\text{lim}}$ . Für die Standardbemessung eines Seebauwerks außerhalb des Flachwasserbereichs werden aktuell alle Wellen diesem Lastfall zugeordnet.

Anstelle der Ermittlung des Brechpunkts analysierte [WIENKE 01] stellvertretend die Spritzerbildung beim Aufschlag der Wassermasse auf die Zylinderfront. Abb. 4-2 zeigt Beispiele dieser Untersuchung für Lastfälle nach [WIENKE 01]. Bricht die Welle kurz vor der Zylinderfront und breiten sich die Spritzer nach dem Aufschlag der Wellenfront in radialer Richtung aus, handelt es sich nach [WIENKE 01] um den Lastfall 3, den maßgebende Lastfall. In beiden Untersuchungen werden fünf Lastfälle pro Zylinderneigungen unterschieden. Nach der von [WIENKE 01] durchgeführten Lastfalleinteilung wäre demnach Beispiel 1 in Abb. 4-1 in den Lastfall 4,5 (Übergangsbereich zur nicht brechenden Welle mit vernachlässigbarer Zylinderantwort), Beispiel 2 in den Lastfall 4 und Beispiel 3 in die Lastfälle 2 oder 3 einzuordnen. Die korrespondierenden Zeitreihen der Gesamtkraftmessung sind weiter unten gegeben. Eine visuelle Einteilung anhand der Analyse der Spritzerbildung beim Aufschlag der Welle kann aufgrund der Vielzahl der Ereignisse bei mehr als 10.000 regelmäßigen Einzelwellen für diese Untersuchung nicht durchgeführt werden.

Auch analytische Brechkriterien können den Brechpunkt nicht mit der erforderlichen Genauigkeit voraussagen, da hier die globalen Wellenparameter verwendet werden.

Lastfall	Beschreibung
1	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt weit vor Zylinder ein</li> <li>gebrochene Welle</li> <li>Brecherzunge trifft den Zylinder unterhalb der max. WSp.-Auslenkung</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} = F_{\text{q,brechend}} + F_{\text{wave,S}}$
2	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt vor Zylinder ein</li> <li>brechende Welle</li> <li>Brecherzunge trifft den Zylinder knapp unterhalb der max. WSp.-Auslenkung</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} = F_{\text{q,brechend}} + F_{\text{wave,S}}$
3	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt kurz vor Zylinder ein</li> <li>brechende Welle</li> <li>Brecherzunge trifft den Zylinder auf Höhe der max. WSp.-Auslenkung</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} = F_{\text{q,brechend}} + F_{\text{wave,S}}$
4	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt auf Höhe des Zylinders ein</li> <li>brechende Welle</li> <li>Sehr steile Wellenfront / Brecherzunge trifft den Zylinder auf Höhe der max. WSp.-Auslenkung</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} = F_{\text{q,brechend}} + F_{\text{wave,S}}$ sowie $H_{\text{zyl}} = H_{\text{lim}}$
5	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt hinter Zylinder ein, sowie „near-breaking“ Wellen</li> <li>nicht brechende, jedoch „near-breaking“ Welle</li> <li>keine Brecherzunge, jedoch sehr steile Wellenfront</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} = F_{\text{q,brechend}}$ sowie $0,8 H_{\text{lim}} < H_{\text{zyl}} < H_{\text{lim}}$
6	<ul style="list-style-type: none"> <li>Brechen tritt nicht ein</li> <li>nicht brechende Welle, da Wellenhöhe <math>\ll</math> „near-breaking“ Welle</li> <li>keine Brecherzunge</li> <li>Standardlastfall für die Anwendung der MOJS-Formel in der Vergangenheit</li> </ul> $\Rightarrow F_{\text{Welle,ges}} < F_{\text{q,brechend}}$ sowie $H_{\text{zyl}} < 0,8 H_{\text{lim}}$

Tab. 4-1: Beschreibung der 6 identifizierten Lastfälle, ausgehend von [WIENKE&OUMERACI 05] und zusätzlich LF 6. LF 6 ist der Standardlastfall für die Anwendung der MOJS-Formel und für die Ermittlung von Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$ . Die Wellensteilheit nimmt mit zunehmendem Lastfall ab. In den Lastfällen 1, 2 und 3 wurde die Grenzwellenhöhe  $H_{\text{lim}}$  bereits vor der Zylinderfront überschritten. In LF 4 entspricht die Wellenhöhe in etwa  $H_{\text{lim}}$ . Anschließend nimmt die Wellenhöhe weiter ab bis flache Wellen mit  $H_{\text{zyl}} < 0,8 H_{\text{lim}}$  im Lastfall 6 zusammen gefasst sind.

In den folgenden Abschnitten wird daher ein Brechkriterium basierend auf den Messungen der Wasserspiegelauslenkung entwickelt und verifiziert. Als Verifikationsparameter können die visuelle Lastfalleinteilung von [WIENKE 01] verwendet werden, sowie die für diese Arbeit relevante Zielgröße, die gemessene Zylinderantwort und die in Abhängigkeit der Kraft von der Distanz vom Brechpunkt zur Zylinderfront. Ist der Brechpunkt einer in flaches Wasser einlaufenden Welle im Labor bestimmbar, wäre damit auch der Lastfall und die Belastung auf eine Struktur gegeben. [GODA et al. 66] berichtet weiter von einer Abhän-

gigkeit der maximalen Druckschlagbelastung vom Brechertyp. Nach der Verifikation des Brechkriteriums erfolgt die Analyse der in der Messkampagne GWK 2000 generierten brechenden Wellen nach Form und Typ.

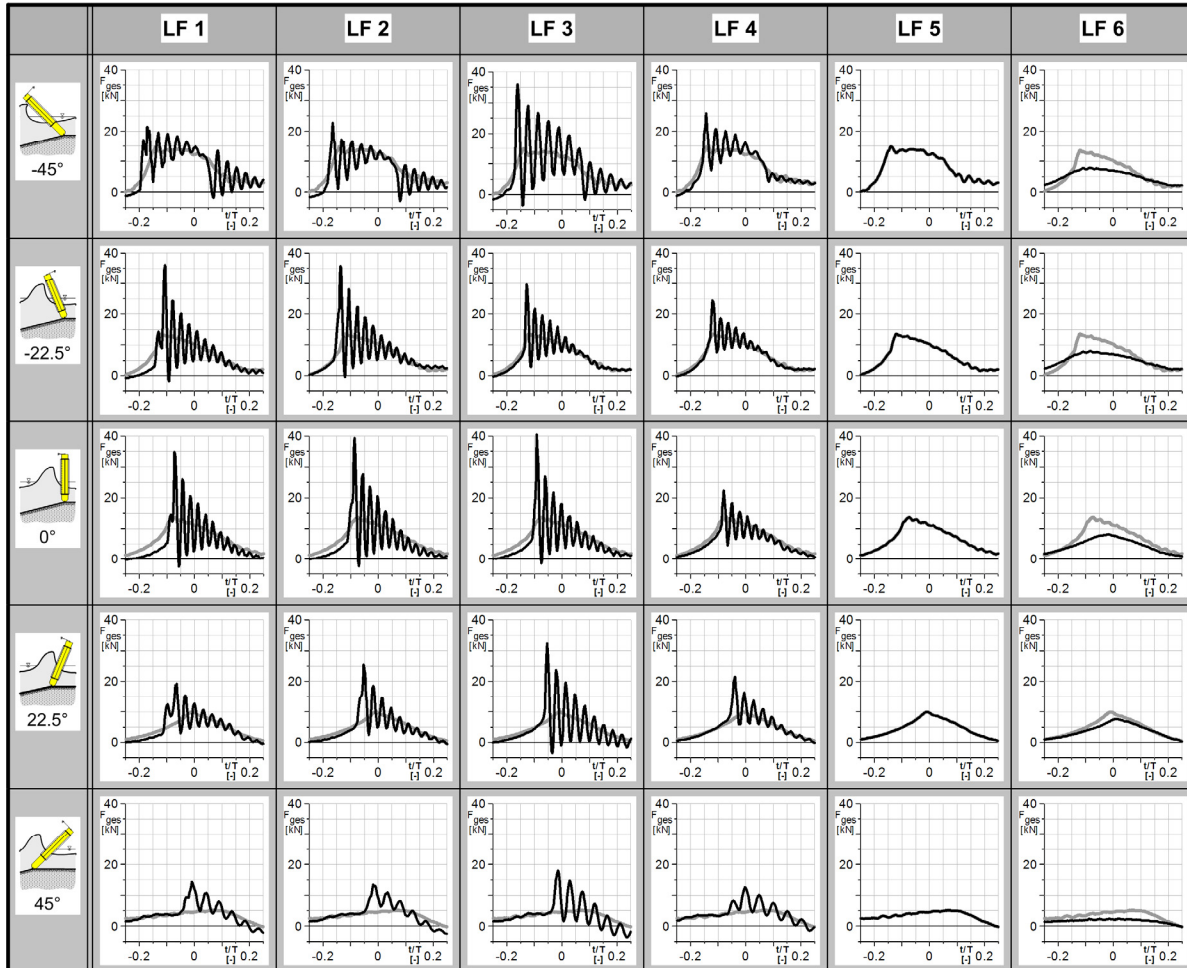


Abb. 4-2: Zeitreihen der gemessenen Gesamtkraft in Abhängigkeit von Zylinderneigung und Lastfall; zum Vergleich ist Lastfall 5 in grau dargestellt (regelmäßige Wellen, Serie B - GWK 2000). In den Lastfällen 1-4 ist der quasi-statischen Belastung eine Schwingung superponiert, resultierend aus der dynamischen Antwort des Zylinders auf den Druckschlag. Lastfall 5 repräsentiert eben diesen quasi-statischen Kraftanteil. Im Lastfall 6 sind alle nicht brechenden Wellen zusammen gefasst, so dass die maximalen Kräfte unterhalb des Niveaus aus Lastfall 5 liegen. In allen Graphen ist LF 5 als Referenz grau hinterlegt.

#### 4.1.2 Brechpunkt einer Wasserwelle

##### 4.1.2.1 Überblick

Bei der Betrachtung der Wasserspiegelauslenkung brechender Wellen ist zwischen der räumlichen Darstellung für jeden Zeitschritt mittels optischer Methoden und der Messung an einem Ort und dem zeitlichen Verlauf zu unterscheiden. Die Information über den genauen Zustand der Welle zu einem bestimmten Zeitpunkt ist im letzteren Fall nur aus einer Interpolation der an verschiedenen Orten durchgeführten Messungen möglich. Die Definitionen bezüglich brechender Wellen basieren fast ausschließlich auf visuell-

len Analysen und somit der Zustandsbeschreibung der Wellen zu einem bestimmten Zeitpunkt. Der Brechpunkt wird für Schaumbrecher im Allgemeinen als der Zeitpunkt, an dem die Schaumbildung unterhalb des Kamms einsetzt, definiert. Bei Sturzbrechern wird das Auftreten einer lotrechten Wellenfront - mit der anschließenden Bildung einer Brecherzunge - mit dem Einsetzen des Brechvorgangs gleichgesetzt. Beide Indikatoren sind im verwendeten Messsystem nicht identifizierbar. Es ist also ein an die verwendeten Messsensoren angepasstes Kriterium zu definieren.

[MYRHAUG&KJELSEN 86] haben ebenfalls brechende Wellen anhand der Messung der Wasserspiegelauslenkung untersucht. Sie definieren Formparameter zur Erfassung der Asymmetrie der brechenden Wellen. Diese sind z.B. die Wellenfrontsteilheit und das Verhältnis von Wellenberg zur Wellenhöhe (vertikale Asymmetrie). [BONMARIN 89], [DUNCAN et al. 87] und [LADER et al. 98] zeigen ebenfalls die Veränderung dieser und zusätzlicher Parameter bei der Wellentransformation bis zum Brechpunkt. Keine dieser Untersuchungen konnte einen Formparameter identifizieren, der als zuverlässiges Brechkriterium verwendet werden könnte.

Dieses Ergebnis wird durch die Untersuchungen im GWK 1998 & 2000 bestätigt. Kein Parameter im Zeitbereich konnte für alle Seegangsbedingungen gleichermaßen die Ermittlung des Brechpunkts und des Lastfalls ermöglichen. Neben Formparametern sind dies der Flächenschwerpunkt des Wellenbergs und der Wellenfront sowie die Steigung einzelner Partien der Wellenfront. Ein Kriterium anhand der Wellenfrontsteilheit zeigt lediglich für Sturzbrecher gute Ergebnisse. Aufgrund der am Zylinderfuß beginnenden Berme werden die Anforderungen an ein verlässliches Brechkriterium noch erhöht, da die Wellentransformation im Nahbereich der Struktur nicht mehr gleichförmig verläuft. Ein Kriterium zur gleichzeitigen Identifikation des Brechpunktes und des Lastfalls eines Einzelereignisses ist daher schwierig zu definieren. **Ausschließlich** die Analyse im Zeit-Frequenzbereich ergab ein für alle Versuchsbedingungen zuverlässiges und robustes Brechkriterium.

#### 4.1.2.2 Lokale Hilbert-Frequenz einer brechenden Wellen

Die Charakteristika brechender Wellen können nach [HUANG et al. 92] auf indirektem Wege anhand der Hilbert-Transformation (HT) aus den gemessenen Zeitreihen sichtbar gemacht werden.

Die Hilbert-Frequenz wird als erste Ableitung der zeitabhängigen Phasenfunktion definiert, z.B. [HUANG ET AL. 92]:

$$f_{HT}(t) = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (4-1)$$

Dabei ist die Phasenfunktion definiert zu:

$$\phi(t) = \arctan\left(\frac{h(t)}{\eta(t)}\right) \quad (4-2)$$

mit der Wasserspiegelauslenkung (Originalsignal)

$$\eta(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(n\sigma t) + b_n \sin(n\sigma t) \quad (4-3)$$

und der zugehörigen Hilbert Transformation

$$h(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \sin(n\sigma t) - b_n \cos(n\sigma t) \quad (4-4)$$

Der variable Anteil der lokalen Hilbert Frequenz ist dann definiert zu:

$$f_{HT, var}(t) = \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{T} \quad (4-5)$$

Der variable Anteil der lokalen Hilbert-Frequenz (HF) beschreibt die Abweichung der momentanen Frequenz von der mittleren Frequenz des Signals und kann somit als Maß für die Nichtlinearität des Signals verwendet werden ([HUANG ET AL. 92]). Demnach ist bei Sinuswellen die lokale HF konstant und identisch dem Kehrwert der Wellenperiode. Bei *shoaling* werden die Sinuswellen zunehmend steiler und asymmetrischer bis zum Brechpunkt, wo die Welle den höchsten Grad der Nichtlinearität erreicht. Damit ermöglicht der Verlauf der HF bei diesem Wellentransformationsvorgang, den Brechpunkt genau zu bestimmen.

In Abb. 4-3 ist die Variation der lokalen Hilbert-Frequenz für zwei Beispiele bei der Transformation der Welle um den Brechpunkt für die GWK-Versuche von 1998 und 2000 zu sehen. Es sind die Zeitverläufe der Hilbert-Frequenzen von oben nach unten aufgetragen. Der vertikale Schnitt zeigt somit den Zustand der Wellenfront und den Bereich hinter dem Wellenkamm an einem Ort im Wellenkanal. Der horizontale Abstand entspricht der räumlichen Distanz der Wellenpegel und verdeutlicht die Veränderung der Wellenform mit dem Fortschreiten der Welle. Bei einer sinusförmigen Welle ist die Hilbert – Frequenz mit der Wellenfrequenz identisch. Im Gegensatz zu einer *zero-crossing* Analyse kann die lokale Hilbert-Frequenz an einzelnen Punkten der Welle variieren.

Der Transformationsprozess verläuft für das transiente Wellenpaket in Abb. 4-3 -A langsamer und damit auch gleichmäßiger. Jedoch läuft die Welle mit einer größeren horizontalen Asymmetrie in den dargestellten Ausschnitt ein.

Dementsprechend weicht die Frequenz für eine regelmäßige Welle am Böschungsfuß in Abb. 4-3 -B kaum von der Wellenfrequenz  $f_p = 0,25$  Hz ab. Mit zunehmender Transformation und Verschiebung des Wellenkamms steigen die Nichtlinearität und die lokale Frequenz. In beiden Fällen handelt es sich um Sturzbrecher mit einer starken Zunahme der Frequenz bis zum Brechpunkt (A:  $x_b \sim 109$  m, B:  $x_b \sim 198,5$  m), einem ausgeprägtem Peak und einer anschließenden Doppelspitze.

[GRIFFIN et al. 96] konnten mit transienten Wellenpaketen eine konstante Hilbert - Frequenz über die Wellenperiode für steile, nicht brechende Wellen feststellen, einen leichten Peak für Schwallbrecher und einen ausgeprägten Peak für Sturzbrecher. Im Gegensatz hierzu zeigt der von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] über 50 Schwallbrecher gemittelte Verlauf ebenfalls für einen Sturzbrecher zu erwartenden Charakteristika mit einem steilen Anstieg der lokalen Frequenz wie in Abb. 4-3.



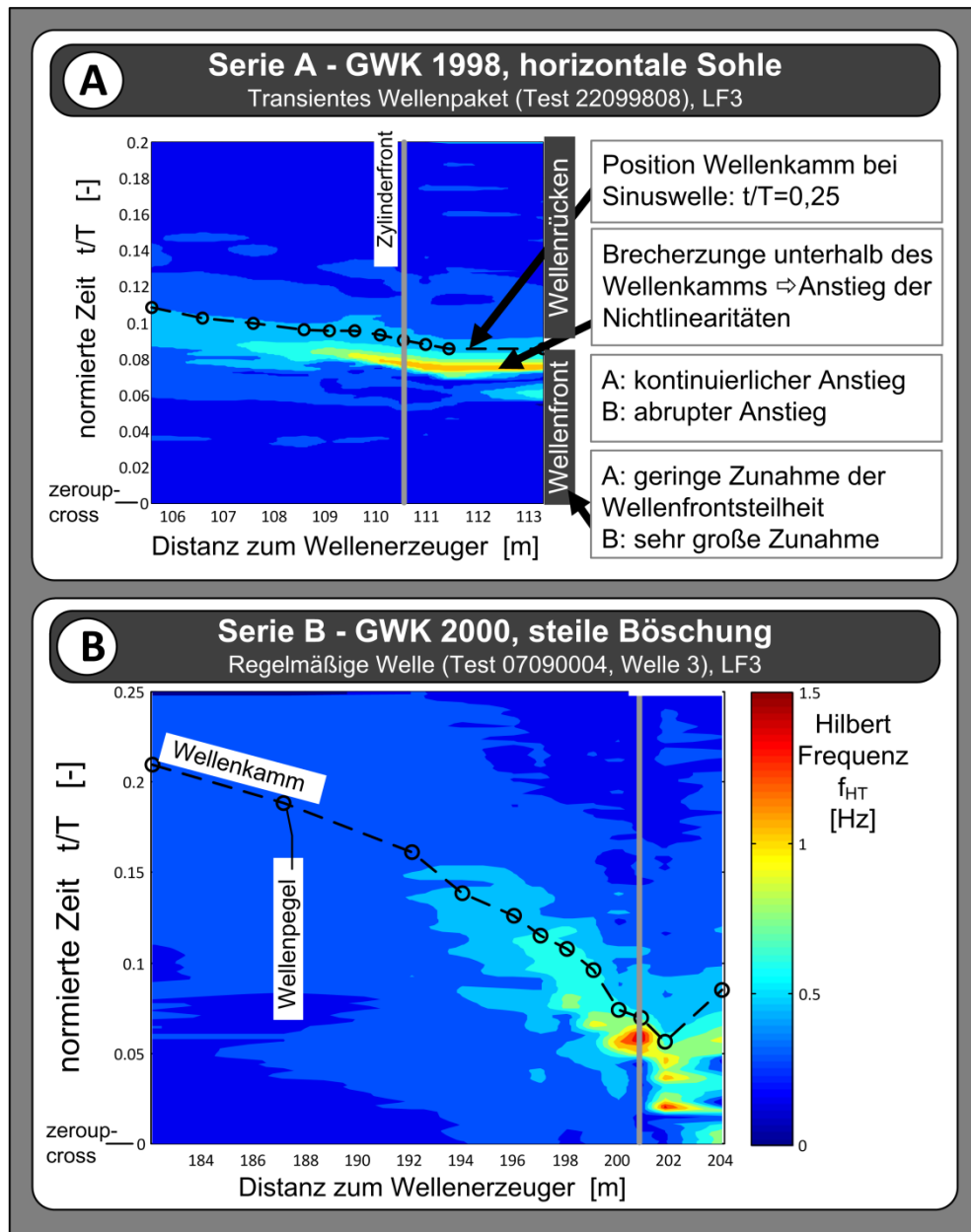


Abb. 4-3: Variation der lokalen Hilbert - Frequenz (farbkodiert) auf der Wellenfront (zeroup-cross bis Wellenkamm) während des Brechvorgangs. Die Transformation erfolgt im Fall (A) relativ langsam und kontinuierlich über den dargestellten Ausschnitt, dagegen bei der Welle auf einer steilen Böschung (B) recht abrupt innerhalb weniger Meter. In beiden Fällen wird die Entwicklung einer für Sturzbrecher typischen Brecherzunge unterhalb des Wellenkamms durch einen Anstieg der Nichtlinearitäten sichtbar. Brechpunkt A:  $x_b \sim 109$  m, Brechpunkt B:  $x_b \sim 198,5$  m.

#### 4.1.2.3 Brechkriterium mittels der Hilbert - Transformation

Ein Brechkriterium unter Verwendung der Hilbert - Transformation wurde bereits von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] für Schwallbrecher vorgestellt. Das im nächsten Abschnitt vorgestellte Verfahren basiert auf diesem Kriterium, nur muss zunächst die Anwendbarkeit des Verfahrens auf Sturz- und Kollapsbre-

cher<sup>3</sup>geprüft werden. Die Herleitung und Validierung eines Schwellwertes für Sturzbrecher erfolgt anhand der Messdaten mit transienten fokussierenden Wellenpaketen (GWK 1998). Zur Validierung dieses Werts stehen folgende Parameter zur Verfügung:

- ⇒ Video-Analyse: Der aus der Spritzerbildung visuell ermittelte Lastfall für transiente Wellenpakete der Versuchsserie A - GWK 1998 aus [WIENKE 01].
- ⇒  $F_{ges}$ : der Maximalwert der gemessenen Gesamtkraft  $F_{ges}$  und
- ⇒  $F_{oszi}$ : die in den Auflagern gemessene Oszillationskraft  $F_{oszi}$  als Differenz aus der Maximalkraft und dem nachfolgendem lokalen Minimum (s. Abb. 4-5) nach einer Trendkorrektur.

Eine weitere Verifikation des Verfahrens erfolgt durch die Anwendung auf regelmäßige, brechende Wellen auf einer Böschung und dem Vergleich mit der maximalen Gesamtkraft  $F_{ges}$  und der Bauwerksreaktion  $F_{oszi}$  am Ende des Kapitels. Die Kalibrierung des Verfahrens mittels visueller Analyse der brechenden Wellen auf der Böschung konnte nicht durchgeführt werden. Dafür verläuft der Transformationsprozess am Böschungsknick zu schnell, so dass die Videoanalyse nicht mit der erforderlichen Genauigkeit durchgeführt werden konnte.

#### 4.1.2.3.1 Beschreibung des Brechkriteriums

Die verwendete Methode geht zurück auf [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] und basiert auf der Betrachtung der lokalen Frequenz der gemessenen Wasserspiegelauslenkung anhand der Hilbert-Transformation. Mit der *Phase-Time* Methode (s. [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02]) bei der jedem Zeitpunkt eine individuelle Frequenz zugeordnet wird, ist die Hilbert-Transformation (HT) und die lokale Hilbert-Frequenz  $f_{HT}(t)$  gemeint. Sie verwenden die HT in Kombination mit einem Schwellwert als Brechkriterium. Dabei wird die Abweichung der lokalen Frequenz von der mittleren Frequenz – im Folgenden der variable Anteil  $f_{HT,var}$  genannt – untersucht, die sich bei Einsetzen des Brechvorgangs stark erhöht (Abb. 4-3).

Abweichend von der Empfehlung von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] wird hier die mittlere Frequenz des Seegangs durch den Kehrwert der *zerodown-cross* Periode ersetzt. Im Gegensatz zu [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] werden an dieser Stelle Wellenzüge mit regelmäßigen Wellen und einzelne Wellen aufgrund eines fokussierten, transienten Wellenpaketes betrachtet. Damit ist der Einfluss dieser neuen Definition im vorliegenden Fall gering. So beläuft sich der Unterschied für gaußsche Wellenpakete im Bezug auf den Schwellwert im Bereich von 1.5%. Auf den Brechpunkt bezogen entspricht dies einem Bias von ca. 15 – 30 cm. Vor Anwendung dieser Definition auf unregelmäßige Wellen sollte jedoch eine neuerliche Prüfung empfohlen.

Vorraussetzung zur Anwendung der Methode ist nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] neben einer **ausreichenden Abtastrate** des Messsignals auch die adäquate Wahl zweier Eingangsparameter:

- (i) Eine Grenzwasserspiegelauslenkung unterhalb derer kein Wellenbrechen zu erwarten ist, um mathematische Artefakte zu unterdrücken.
- (ii) Ein Schwellwert zur Identifizierung des Wellenbrechens.

In dieser Untersuchung wurde zusätzlich als ersten Schritt eine 45 Hz Tiefpassfilterung zur Unterdrückung von Rauschen aus der Stromversorgung eingesetzt. Punkt (i) nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] trat weder bei regelmäßigen Wellen noch bei transienten Wellenpaketen auf. Dieses Problem scheint ausschließlich bei unregelmäßigem Seegang aufzutreten. Zur Unterdrückung von Ausreißern wird hier eine

---

<sup>3</sup>Aus dem Englischen ableitet von *collapsing breaker* [GALVIN 68]. Gelegentlich auch partieller Sturzbrecher genannt.

Filterung der Datenreihen eingefügt. Es handelt sich um einen Laufenden Mittelwert über eine Periode von

$$T_{\text{filter}} = T_{\text{Front}}/20 \text{ [s]} \quad (4-6)$$

mit:

$$T_{\text{Front}}: \text{Zeitliche Distanz vom } zero_{up} - cross \text{ zur maximalen Auslenkung } \eta_{\text{max}} \text{ [s]}$$

Abb. 4-4 verdeutlicht das Vorgehen am Beispiel einer brechenden Welle auf einer Böschung. Zunächst sind die Messdaten der Wasserspiegelauslenkung auszuwerten und für die Analyse vorzubereiten:

- i. Messung der Wasserspiegelauslenkung

Die Wasserspiegelauslenkung wird entlang des Kanals im Nahbereich des Brechpunktes mit geeigneter Auflösung gemessen. Anschließend erfolgt eine Tiefpassfilterung mit 45 Hz zur Unterdrückung von Rauschen aus der Stromversorgung.

$$\eta(t, x_{\text{WP}}) \quad (4-7)$$

- ii. Berechnung der lokalen Hilbert-Frequenz  $f_{\text{HT}}(t, x_{\text{WP}})$  und des variablen Anteils  $f_{\text{HTvar}}(t, x_{\text{WP}})$

$$f_{\text{HT var}}(t) = f_{\text{HT}}(t) - f_{\text{Tz}} \quad [\text{Hz}] \quad (4-8)$$

- iii. Laufendes Mittel über  $T_{\text{Front}}/20 \rightarrow f_{\text{HTvar,filter}}(t, x_{\text{WP}})$

$$f_{\text{HT var,filter}}(t_i) = \frac{1}{2x+1} \sum_{i=-x}^{N=x+1} f_{\text{HT var}}(t_i) \quad [\text{Hz}] \quad (4-9)$$

$$\text{mit: } x = \frac{T_{\text{front}}}{40 \cdot \Delta t} \quad [-]$$

- iv. Ermittlung des maximalen variablen Anteils  $f_{\text{HTvar,filter,max}}(x_{\text{WP}})$  entlang des Kanals

$$f_{\text{HT var,filter,max}}(x_{\text{WP}}) = \max[f_{\text{HT var,filter}}(t, x_{\text{WP}})] \quad [\text{Hz}] \quad (4-10)$$

- v. Test auf Überschreitung des Schwellwertes

$$\max[f_{\text{HTvar,filter,max}}(x_{\text{WP}})] \stackrel{?}{>} f_{\text{thres}} \quad (4-11)$$

- vi. Ermittlung des Brechpunktes  $x_b$

Ein fiktiver Schwellwert ist in Abb. 4-4 als Horizontale eingezeichnet. Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit dem Schwellwert wird als Brechpunkt definiert.

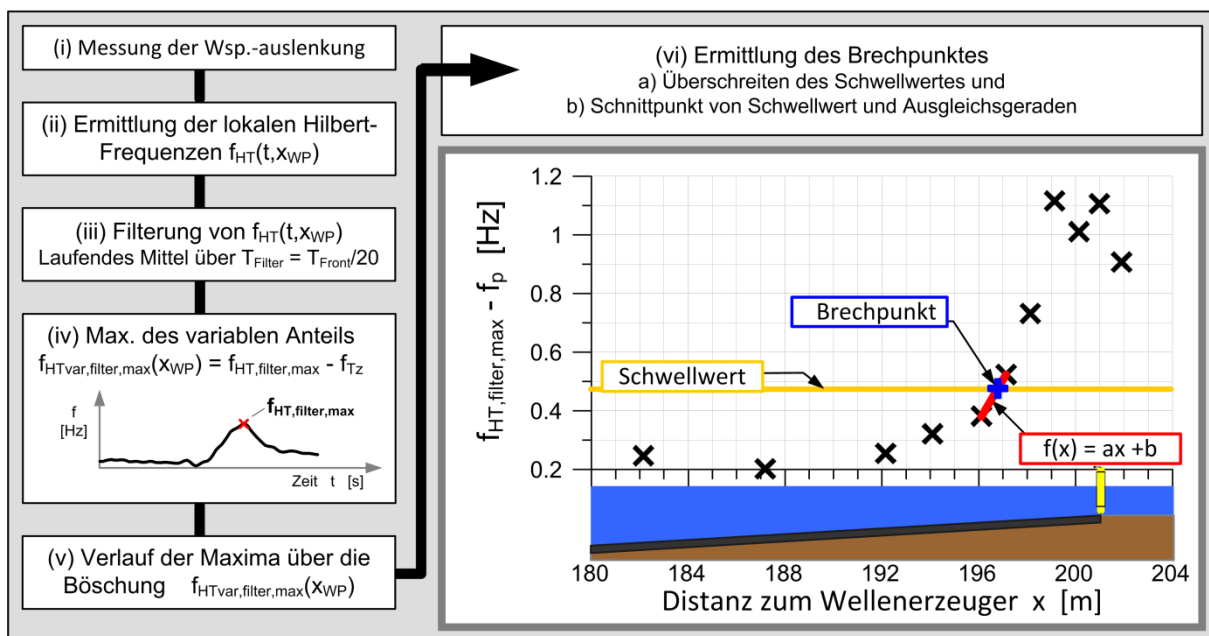
$$\left( f(x_{i-1}) + \frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{x_i - x_{i-1}} \cdot x_b \right) - f_{\text{thres}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4-12)$$

$$\text{mit: } f(x_{i-1}) < f_{\text{thres}} \quad \wedge \quad f(x_i) > f_{\text{thres}}$$

Die Verifikation der Methode und des Schwellwerts erfolgt im folgenden Abschnitt.

Für eine Bestimmung hochfrequenter Anteile ist eine ausreichende Abtastrate der Messpunkte erforderlich. Von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] wird 16 Hz als untere Grenze bei der Identifikation von brechenden Wellen schon als Ergebnis mit eingeschränkter Aussagekraft angegeben. Eine Auflösung von 25 - 30 Messwerten pro Sekunde ( $> 50 \cdot f_p$ ) ist jedoch für ein zuverlässiges Ergebnis wünschenswert. Auf jeden Fall liegt diese Rate weit oberhalb der üblichen Datenerfassungsraten in der Natur (in der Regel 1 - 2 Hz) und ist damit auf die Analyse von Laboruntersuchungen beschränkt. In dieser Arbeit wurden die Zeitreihen vor der Hilbert - Transformation einer 45 Hz Tiefpassfilterung unterzogen, da andernfalls das Signal von Rauschen dominiert wird.

[ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] berichteten von Artefakten in der Nähe des RWS. Bei den Untersuchungen mit transienten Wellenpaketen und regelmäßigen Wellen traten diese Artefakte nicht auf. So weist [SCHLURMANN 02] auf die beschränkte Aussagekraft der lokalen Frequenz bei überlagerten Schwingungen hin. Eine physikalische Interpretation ist in diesen Fällen ebenso schwierig wie in den Abschnitten mit negativer Hilbert - Frequenz ([VELTCHEA et al. 04]). Mit Einführung der Hilbert - Huang - Transformation ([HUANG et al. 98]) konnten diese Schwierigkeiten umgangen werden. Das Signal wird in einzelne engbandigere, d.h. die Energieverteilung erfolgt über ein schmales Frequenzband, Zeitreihen (IMF's) übertragen. Aber auch hier ist die direkte Zuordnung dieser IMF's zu tatsächlichen physikalischen Prozessen nicht gegeben. Im Detail wird dies in Abschnitt 4.2 gezeigt. Die einfache Hilbert - Transformation bietet gegenüber der empirischen Hilbert - Huang - Transformation (HHT) den riesigen Vorteil des eindeutigen Ergebnisses. So müssen bei Anwendung der HHT Schwellwerte gewählt werden, die zwangsläufig eine gewisse Subjektivität in das Ergebnis einfließen lassen. Das Hauptaugenmerk bei der Ermittlung des Brechpunktes ist daher auf die Anwendbarkeit der Methode und nicht auf die physikalische Interpretation gerichtet. Diese würde ohnehin sehr schwierig, da die Wellenpegel ab einer gewissen Phase des Brechprozesses nicht mehr die reale Wasserspiegelauslenkung aufzeichnen können.



**Abb. 4-4:** Ermittlung des Brechpunktes anhand der Maxima der Hilbert Frequenzen für das Beispiel einer auf der Böschung brechenden Welle. Anhand des variablen Anteils der lokalen Hilbert-Frequenzen wird die Entwicklung des Brechvorgangs auf der Böschung sichtbar und kann in Verbindung mit einem Schwellwert als ein Brechkriterium verwendet werden.

Das Ziel der Arbeit von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] war die Ermittlung eines relativen Schwellwertes - relativ zur Peakfrequenz eines Spektrums - zur Entwicklung eines allgemein gültigen Brechkriteriums im Frequenzbereich. Die Methodik wird hier aufgegriffen. Da sich die Arbeit aber auf die Analyse von Schwallbrechern konzentrierte, muss der ermittelte Schwellwert im folgenden Abschnitt für die hier untersuchten Seegangsbedingungen verifiziert und gegebenenfalls korrigiert werden.

#### 4.1.2.3.2 Ermittlung eines Schwellwerts

Wie von [HUANG et al. 92] gezeigt, steigt die lokale Frequenz  $f_{HTvar}$  bei brechenden Wellen sprunghaft an. Um diese Beobachtung in ein Brechkriterium übertragen zu können, müssen sich die maximalen lokalen Frequenzen für sehr steile - aber nicht-brechende Wellen - und brechende Wellen unterscheiden. Dann

besteht die Möglichkeit, Brecher anhand der Überschreitung eines Schwellwerts zu detektieren. Dieser Schwellwert wird von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] für Schwallbrecher mit

$$f_{\text{thres;Z\&S}} = f_{\text{HT}} - f_P = f_{\text{HT}} - 1/T_P = 0.477 \text{ Hz} (= 3 \text{ rad/s}) \quad (4-13)$$

angegeben. Dieser Wert  $f_{\text{thres;Z\&S}}$  wird in Abb. 4-5 geprüft.

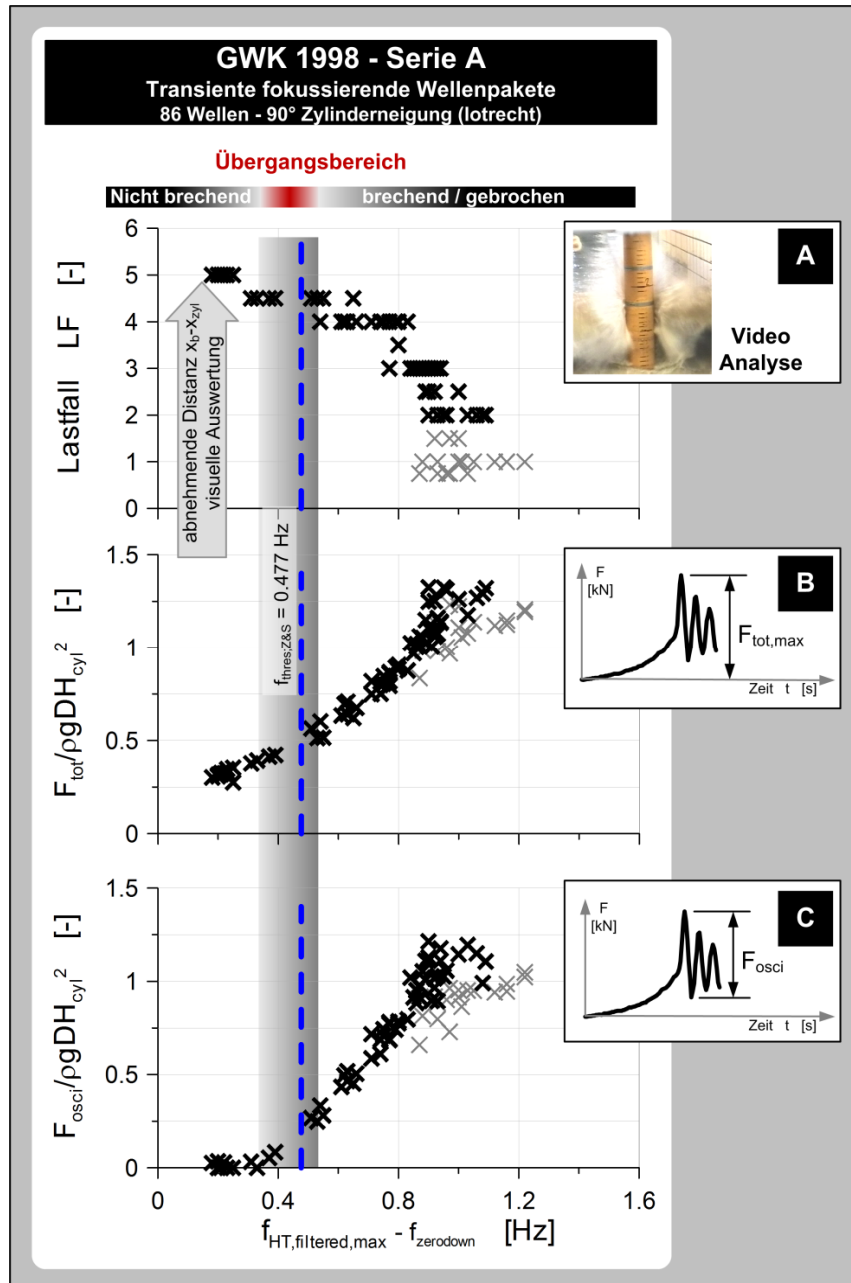


Abb. 4-5: Maximale, gefilterte, variable Hilbert - Frequenz  $f_{\text{HTvar,filtered,max}}$  der vor dem Zylinder positionierten Wellenpegel ( $x=105,6 - 110,1\text{m}$ ) zur Ermittlung eines Brechkriteriums und der Vergleich mit visuell ermittelten Lastfällen (A) und der Kraftmessung für transiente Wellenpakete der Messkampagne GWK 1998(B, C). Der Schwellwert  $f_{\text{thres;Z\&S}}$  nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] trennt gemäß der visuellen Analyse von [WIENKE 01] nicht-brechende Wellen (LF 5) von brechenden Wellen (LF 4) in korrekter Form.

Auf den Ordinaten in Abb. 4-5 sind der Lastfall, die normierte Gesamtbelastung  $F_{\text{tot}}$  und die normierte Kraft  $F_{\text{osci}}$  als Maß für die dynamische Zylinderantwort zu sehen. Die Lastfälle (Abb. 4-5, A) sind das Er-

gebnis von visuellen Untersuchungen der Videoaufzeichnungen. Dabei wurden die transienten Wellenpakete in [WIENKE 01] aufgrund der Spritzerbildung beim Aufschlag der Welle auf den Zylinder in 5 Klassen unterteilt. Bei dieser Form der Analyse werden die Ereignisse zueinander ins Verhältnis gesetzt. Es wird also nicht der genaue Ort des Brechpunktes innerhalb der Kanals und somit die absolute Distanz des Brechpunkts zur Zylinderfront ermittelt. Demnach muss der Brechpunkt aller Wellen des Lastfalls 1 weiter von der Zylinderfront entfernt sein als dies im LF 2 der Fall ist, und diese wiederum müssen weiter von der Zylinderfront entfernt sein als LF 3.

Den genannten Parametern wird die maximale, vor Erreichen der Zylinderfront ermittelte variable Hilbert-Frequenz  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  gegenüber gestellt. Bricht eine Welle bis zu diesem Zeitpunkt, sollte sich nach der Untersuchung von [WIENKE 01] eine **dynamische Strukturantwort**, d.h.  $F_{\text{osci}} > 0$ , messen lassen. Die Wellen im Lastfall 5, die hinter dem Zylinder brechen ( $x_b > x_{\text{cyl}}$ ), erzeugen dann eine Belastung ohne Zylinderoszillation und stehen im betrachteten Kanalabschnitt ( $x < x_{\text{cyl}}$ ) vor dem Zylinder für die lokalen Hilbert-Frequenzen einer steilen, nicht-brechenden Welle.

Schon von [WIENKE 01] wurde die Übergangsform Lastfall 4,5 eingeführt. Dieser Lastfall stellt das Verbindungsglied zwischen den Wellen, die weit hinter dem Zylinder brechen (LF 5), und den Wellen, die eindeutig vor der Zylinderfront brechen (LF 4), dar. Nach Abb. 4-5 stimmt die Grenzfrequenz von [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02]  $f_{\text{thres,Z\&S}}$  mit der visuellen Analyse von [WIENKE 01] überein. Diese Grenzfrequenz definiert alle Wellen des LF 5 als nicht-brechende Wellen und alle Wellen des LF 4 als brechende Wellen. Der Übergangsbereich ist im Lastfall 4,5 angesiedelt.

Ebenso zeigt Abb. 4-5 einen linearen Anstieg der Zylinderantwort ( $F_{\text{osci}}$ ) mit der Hilbert-Frequenz, ausgehend vom Lastfall LF 4,5 bis zum LF 3. Anschließend erfolgen ein Anstieg der Kraft bei gleichbleibender Maximalfrequenz (LF 2) sowie eine Abnahme der Zylinderantwort und Zunahme der Frequenz (LF 1). Bei Berücksichtigung der Tatsache, dass lediglich der Kanalabschnitt vor der Zylinderfront in dieser Auswertung betrachtet wurde, ist das Ergebnis auf Grundlage der Lastfalldefinition von [WIENKE 01] (eb. Tab. 4.4) folgendermaßen zu interpretieren:

- LF 5:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  einer steilen nicht-brechenden Welle
- LF 4,5:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  der steilsten nicht-brechenden Welle; Einsetzen des Brechvorgangs
- LF 4:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  einer sich noch entwickelnden brechenden Welle
- LF 3:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  einer voll entwickelten brechenden Welle
- LF 2:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  einer voll entwickelten brechenden Welle, jedoch  $x_b(\text{LF } 2) < x_b(\text{LF } 3)$
- LF 1:  $f_{\text{HTvar,filter,max}}$  einer gebrochenen Welle

Zur Überprüfung der Ergebnisse aus Abb. 4-5 wurden einige Zusatzversuche ausschließlich zur Verifizierung der beschriebenen Methode und der genaueren Ermittlung des Schwellwertes durchgeführt [IRSCHIK et al. 11]. Die Brecherzone transienter Wellenpakete wurde anhand einer Reihe von Wellenpegeln aufgezeichnet. Als Referenzwert diente die unabhängige Bewertung von zwei Videoaufzeichnungen durch verschiedene Personen.

Zunächst ist anzumerken, dass die Ergebnisse der visuellen Auswertung schon ein Hinweis auf die Komplexität des Problems gibt. Die Ergebnisse der Personen unterschieden sich für die einzelnen Wellen um ca. 1.5 m, wobei den einzelnen Personen kein Trend zugeordnet werden konnte (Abb. 4-6).

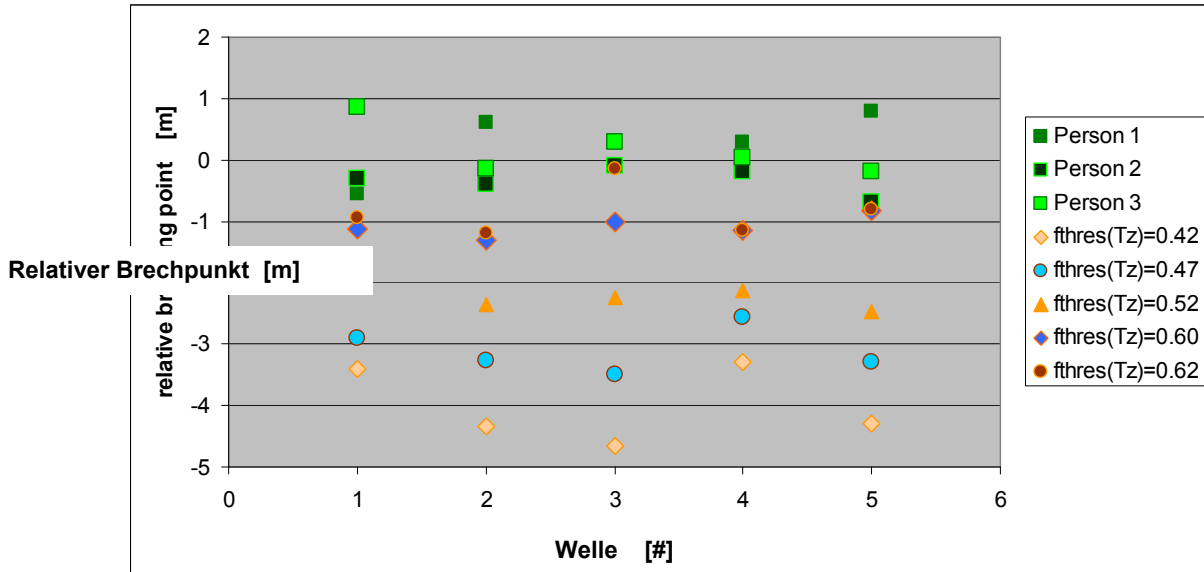


Abb. 4-6: Vergleich der Ergebnisse für unterschiedliche Schwellwerte  $f_{thres}(T_z)$  mit einer visuellen Auswertung des Brechpunktes aus [IRSCHIK et al. 11].

Zunächst konnte durch die Analyse einer sehr steilen aber nicht brechenden Welle die untere Grenze des Schwellwertes abgeschätzt werden. Im Folgenden zeigte die Variation des Schwellwertes im Bereich  $0.42 < f_{thres}(T_z) < 0.62$  keine gravierende Verschlechterung des Ergebnisses im Bezug auf die visuelle Auswertung, sondern eher einen Offset in der Bestimmung des Brechpunktes. Es handelt sich also um ein recht robustes Kriterium. Aus der Analyse der Zusatzwellen als auch aus einer Re-Analyse der in Abb. 4-5 gezeigten Wellen wurde ein optimaler Schwellwert zu

$$f_{thres}(T_z) = 0.60 \text{ Hz} \quad (4-14)$$

bestimmt.

Die Klassifizierung der Gesamtkraft mittels visueller Analyse (Abb. 4-7) sowie auf Basis der Hilbert-Transformation (Abb. 4-8) ist in den folgenden Abbildungen zu sehen. Bei der visuellen Analyse wurden die Wellen anhand der Spritzerausbreitung klassifiziert (Abb. 4-7). Bei der Hilbert-Transformation werden ausschließlich die Messungen der Wellenpegel analysiert (Abb. 4-8). Mittels der automatisierten Auswertung werden die Wellen gemäß des Abstands des Brechpunktes zur Zylinderfront sortiert. Die Einteilung der Wellen erfolgt mittels des vorgestellten PTM-Verfahrens deutlich effizienter und schneller. Es ist somit auch für eine online Analyse während laufender Untersuchungen hervorragend geeignet. Außerdem ist erstaunlich mit welcher Präzision dann die Einwirkungsintensität in Abhängigkeit vom Brechpunkt auftritt. Die Streuung der Ergebnisse ist außerordentlich gering, obwohl hier zwei völlig unabhängige Messungen – Wasserspiegelauslenkung und Gesamtkraftmessung – ausgewertet werden. Für einen gewählten Brechpunkt kann mit hoher Sicherheit die normierte Gesamtkraft abgelesen werden. Umgekehrt gibt Abb. 4-8 darüber Aufschluss, dass die Wellen zum Beispiel im Lastfall 3 (vgl. Abb. 4-7) im Bereich  $-2 < x_b < -1,25$  m vor der Struktur brechen.

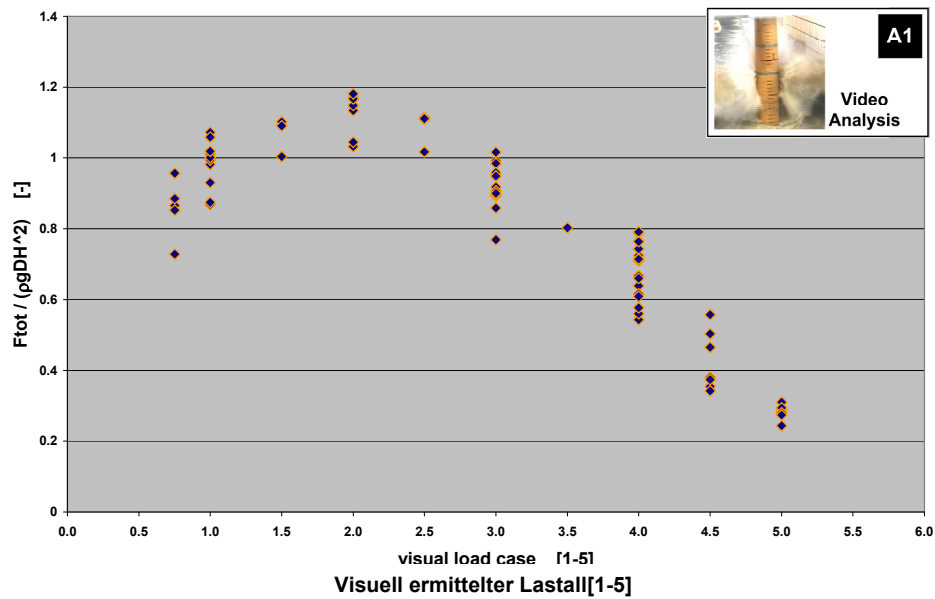


Abb. 4-7: Dimensionslose gemessene Gesamtkraft über den visuell ermittelten Lastfall[WIENKE&OUMERACI 05] aufgetragen [IRSCHIK et al. 11]:  $LC \leq 2.5$ : Welle bricht weit vor dem Zylinder;  $LC = 3$ : Welle bricht direkt vor dem Zylinder;  $LC=4$ : Welle bricht gerade auf Höhe der Zylinderfront;  $LC = 5$ : Nicht brechende, sehr steile Welle.

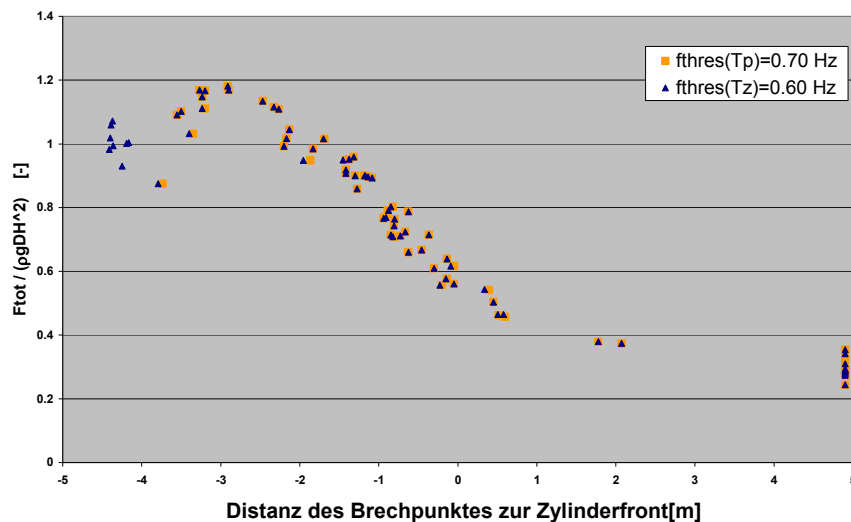


Abb. 4-8: Dimensionslose gemessene Gesamtkraft über die nach der beschriebenen Methode ermittelten Brechpunkte aufgetragen. Aus [IRSCHIK et al. 11].

### 4.1.3 Brechertypen

#### 4.1.3.1 Einführung

Je nach Wellensteilheit (Wellenhöhe und -länge) und Strandneigung bilden sich unterschiedliche Brecherformen mit unterschiedlichen Eigenschaften aus. [GALVIN 68] unterscheidet anhand der äußeren Erscheinungsform nach der klassischen Einteilung zwischen Schwall-, Sturz- und Reflexionsbrechern und ergänzt



diese durch den Kollapsbrecher<sup>4</sup> als Übergang vom Sturz- zum Reflexionsbrecher. Der Schwallbrecher tritt bei einem relativ kleinen Verhältnis von Strandneigung zu Wellensteilheit auf. Nimmt die Strandneigung bei gleich bleibender Wellensteilheit zu, treten Sturzbrecher auf. Bei einer weiteren Zunahme kommt es zu Reflexionsbrechern, wobei die Übergänge von einer Brecherform zur nächsten fließend verlaufen.

Bei Schwallbrechern setzt der Brechprozess am Kamm ein. Mit starker Luftaufnahme läuft der Schwall die Wellenfront abwärts. Die Wellenfront ist zwar steil, aber nicht senkrecht, es löst sich zudem keine Wassermasse aus der Wellenfront. Sturzbrecher bilden dagegen sehr deutlich eine Brecherzunge aus, die mit der Wellenfront eine Lufttasche einschließt. Sie sind durch eine nahezu vertikale Brecherfront gekennzeichnet. Im Gegensatz zu den Sturzbrechern wölbt sich bei den Kollapsbrechern nicht der Wellenkamm, sondern es löst sich eine Brecherzunge auf Höhe des Ruhewasserspiegels aus der Wellenfront und schließt eine sehr kleine Lufttasche ein ohne beim Eintauchen in das vorausgehende Tal einen „*splash-up*“ zu erzeugen. Bei Reflexionsbrechern wird der Brechvorgang, der anfangs dem bei Sturzbrechern ähnelt, durch die Überlagerung mit dem rückschwingenden Wellental das Ablösen einer größeren Wassermasse behindert. Es handelt sich um stehende oder teilweise stehende Wellen. Durch so genannte Brecherkennzahlen wurde in einer großen Anzahl von Untersuchungen versucht, diese Brechertypen in Beziehung zu den Wellenparametern zu setzen. [SOUTHGATE 93] gibt einen Überblick über die geläufigsten Brecherkennzahlen (Gl. 4-15). Die Notation wurde in Anlehnung an die [EAK 02] verändert.

Zunächst wurde von [IRIBARREN&NOGALES 49] unter Verwendung der Böschungsneigung und der Tiefwasserwellensteilheit veröffentlicht  $\xi_0$ . [GALVIN 68] ersetzte die Tiefwasserwellenhöhe durch die Wellenhöhe im Brechpunkt  $H_b$  zu  $\xi'$  [YOO 86] untersuchte zusätzlich die Brecherkennzahl  $\xi_b$  ausschließlich mit Wellenparametern im Brechpunkt:

$$\xi_0 = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} = \sqrt{\frac{g}{2\pi \cdot H_0}} m \cdot T, \quad \xi' = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_b}{L_0}}} \quad \text{und} \quad \xi_b = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_b}{L_b}}} \quad (4-15)$$

mit  $m$ : Böschungsneigung,  $H_0$ : Tiefwasserwellenhöhe,  $L_0 = g T / 2\pi$ : Tiefwasserwellenlänge und  $H_b$ ,  $L_b$ : Wellenhöhe und Wellenlänge im Brechpunkt. Anhand der in Tab. 4-2 angegebenen Schwellwerte wird dann im Allgemeinen zwischen den drei Grundformen unterschieden.

Brechertyp	$\xi_0$	$\xi_b$
Schwallbrecher	< 0,5	< 0,4
Sturzbrecher	0,5 bis 3,3	0,4 bis 2,0
Reflexionsbrecher	> 3,3	> 2,0

**Tab. 4-2: Brecherkennzahl und Brechertyp**

Für GWK Bedingungen (1:10 geneigte Böschung,  $d = 4$  m,  $H = 0,8-2$  m) und der sich hieraus nach [GODA 85] berechneten Tiefwasserwellenhöhe  $H_0$  ist eine Abschätzung des zu erwartenden Brechertyps auf Basis von  $\xi_0$  in Abb. 4-9 A) farbkodiert gegeben. Demnach würde die Untersuchung sowohl Schwallbrecher für kleine Wellenperioden als auch Sturzbrecher umfassen. Das Ergebnis weicht kaum ab, wenn der Brecherindex mit hypothetischen Wellenparametern im Brechpunkt ermittelt wird. Die Farbkodie-

<sup>4</sup>Aus dem Englischen abgeleitet von *collapsing breaker* [GALVIN 68]. Gelegentlich auch partieller Sturzbrecher genannt.

rungefür die Werte  $\xi_b$  in Abb. 4-9 B) basiert auf einer Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von  $C_b = 4$  m/s. Bei einer angenommenen Erhöhung auf 5 m/s vergrößert sich der Anteil der Sturzbrecher leicht.

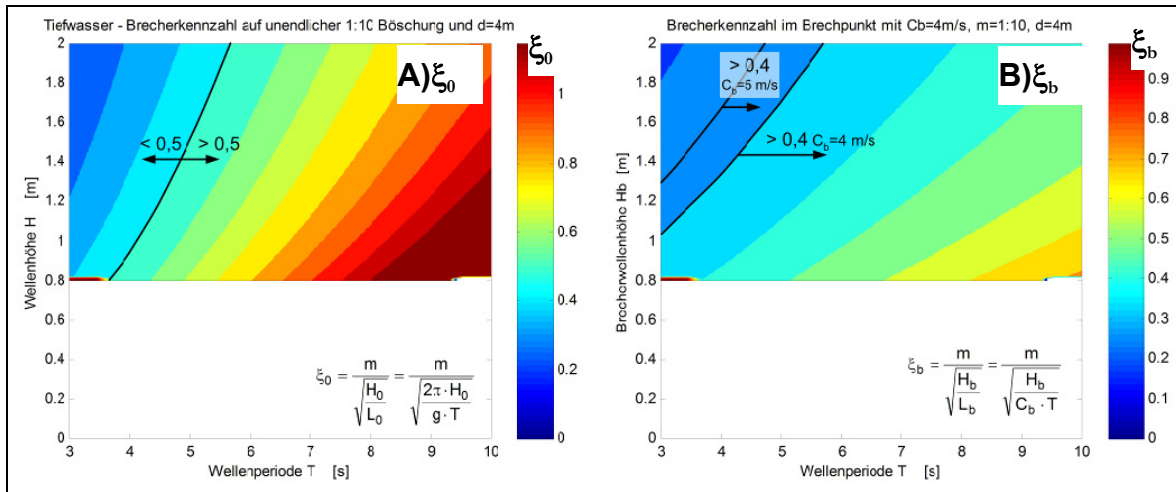


Abb. 4-9: Abschätzung des Brechertyps anhand der Brecherkennzahl im Brechpunkt für die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit A) Mittels  $\xi_0$  in einer Wassertiefe von  $d = 4$  m und B) mittels  $\xi_b$  für eine Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von  $C_b = 4$  m/s.

#### 4.1.3.2 Visuelle Analyse und Ermittlung der Brechertypen

Die Auswertung der gemessenen Brecherkennzahlen in Abb. 4-10 bestätigt betragsmäßig die theoretische Voruntersuchung. Die Kennzahlen verringern sich vom Böschungsfuß  $\xi_{x=182m}$  zum Brechpunkt  $\xi_b$ . Betragsmäßig entspricht  $\xi_b = 0,35 - 0,5$  ungefähr dem Ergebnis in Abb. 4-9. Allerdings zeigt die visuelle Analyse der Testreihen einen anderen Brechertyp als die Brecherindices voraussagen. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 4-12 die Videosequenzen einer brechenden Wellen mit  $T = 8$  s und einer Welle mit  $T = 4$  s gegenüber gestellt.

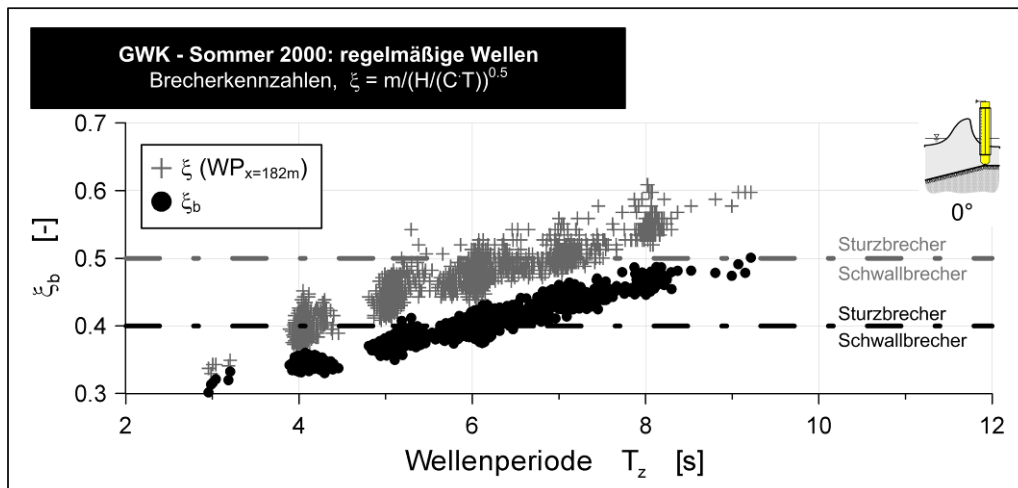


Abb. 4-10: Brecherkennzahlen für regelmäßige Wellen am Böschungsfuß  $\xi_{x=182m}$  und im Brechpunkt  $\xi_b$ . Die Brecherindices lassen Schwall- und Sturzbrecher erwarten, dieses Ergebnis steht jedoch im krassen Widerspruch zur visuellen Analyse.

Die Wellen sind natürlich durch die Böschungsgeometrie und den Beginn der Berme beeinflusst, und stimmen mit denen von [GALVIN 68] ermittelten vier Grundformen nicht vollkommen überein. [GALVIN 68] selbst beschreibt eine Vielzahl von Zwischenformen, um den Laborergebnissen gerecht zu

werden. Die typischen Merkmale der jeweiligen Brechertypen sind aber in den Beispielen der Tests GWK 2000 deutlich erkennbar. Neben der räumlichen Entwicklung der Welle, ist dies die Brecherkammneigung.

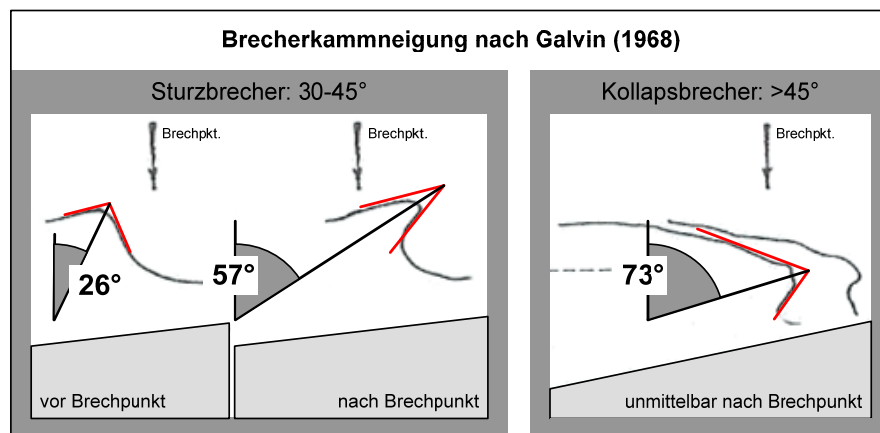


Abb. 4-11: Brecherkammneigung zur Unterscheidung von Brechertypen aus und nach [GALVIN 68]

[GALVIN 68] weist explizit darauf hin, dass die Kammneigung als einziger Parameter zur universellen Identifizierung des Brechertyps zu verwenden ist. Die Ermittlung der Brecherkammneigung ist in Abb. 4-12 skizziert und als Neigung der Winkelhalbierenden der Brecherzunge zur Vertikalen definiert. Für Sturzbrecher bewegt sich dieser Winkel im Brechpunkt zwischen 30-45°. Bei einer größeren Neigung der Brecherzunge ist von einem Kollapsbrecher auszugehen.

[GALVIN 68] skizziert einen typischen Sturzbrecher kurz vor und unmittelbar nach dem Brechpunkt. Diese Skizzen sind in Abb. 4-12 zu sehen. Nimmt man nun als Neigung im Brechpunkt den Mittelwert aus Abb. 4-12, erhält man einen Winkel von 42,5°. Für den Kollapsbrecher wird von Galvin die Wellenform unmittelbar nach dem Start des Brechvorgangs zur Verfügung gestellt und ein Winkel von ca. 73° grafisch abgetragen. Dieses Kriterium wird durch die Darstellung der zeitlichen Entwicklung von [GRIFFITHS et al. 92] für Schwallbrecher (0°) und Sturzbrecher (35-40°) bestätigt. Auch Skizzen in der [EAK 02] unterstützen diese Art der Abgrenzung der Brechertypen.

In der Neigung der Brecherzunge unterscheiden sich die in Abb. 4-12 dargestellten Beispiele signifikant. Leider ist eine genaue Bestimmung der Neigung aufgrund des Blickwinkels der Kamera nicht möglich; eine qualitative Unterscheidung gleichwohl schon. Für das untere Beispiel ist die Brecherzunge in der ersten Sequenz deutlich näher zur Vertikalen und eine Brecherneigung von 30-45° erscheint passend für die Welle mit  $T = 4$  s. Für die längere Welle hingegen ist der Winkel deutlich stumpfer und nur knapp unterhalb von 90°. Leider kann die Wellenform nicht durch die Messung der Wasserspiegeloberfläche mit der für die Untersuchung erforderlichen Genauigkeit wiedergegeben werden. Zum einen erscheint die Aktualisierungsrate der Wellenpegeleinheit, unabhängig von der Messwerterfassung, für den sehr großen Oberflächengradienten nicht ausreichend und die Auslenkung wird schon für sehr steile Wellen unterschätzt. Zum anderen ist die aufgezeichnete Zeitreihe natürlich auf einen Funktionswert pro Zeitpunkt beschränkt und die Darstellung der Brecherzunge von vorne herein ausgeschlossen.

Die Beispiele in Abb. 4-12 zeigen zudem weitere von [GALVIN 68] beschriebene Charakteristika. Das Beispiel mit einer Wellenperiode von  $T = 8$  s die eines Kollapsbrechers: Die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit verringert sich für diese Wellen schlagartig und der Wellenkamm scheint an einem Ort zu verharren, während eine Brecherzunge aus der Wellenfront heraus schwingt.

Im zweiten Beispiel in Abb. 4-12 mit  $T = 4$  s wölbt sich die Brecherfront vom Wellenkamm ausgehend bis sich eine Brecherzunge ausbildet. Das vorauseilende Wellental ist sehr flach. Dabei handelt es sich um einen Sturzbrecher.

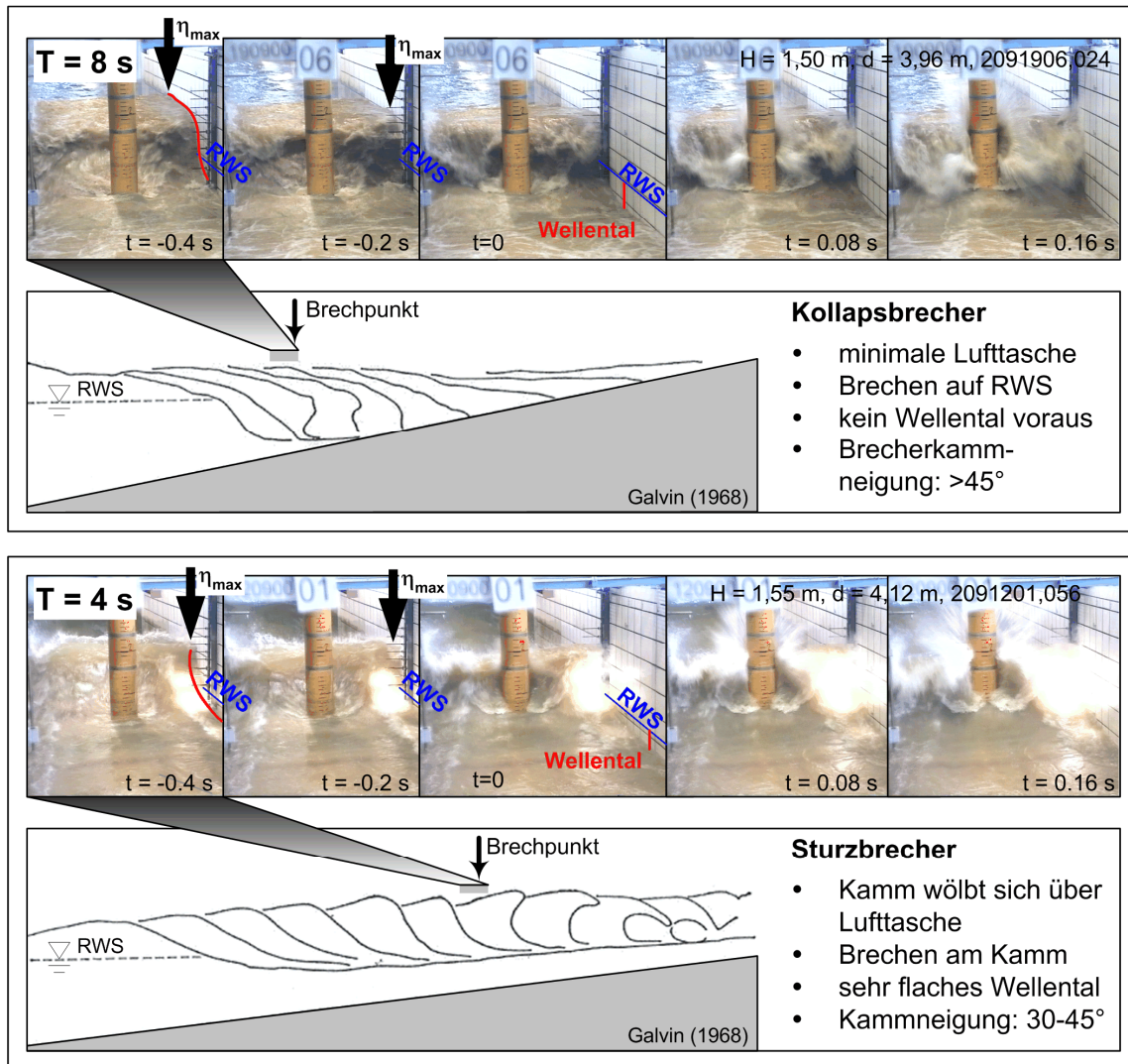


Abb. 4-12: Räumliche Entwicklung brechender Wellen und Vergleich mit schematischen Skizzen aus [GALVIN 68]. Beim Kollapsbrecher verharret der Wellenkamm kurzzeitig und die Brecherfront schwingt aus der Wellenfront heraus. Im Falle des Sturzbrechers sind Wellenkamm und Brecherzunge identisch, so dass sich die gesamte Wellenfront überschlägt. Als einzig zuverlässiges Unterscheidungskriterium hat sich nach [GALVIN 68] die Brecherkammneigung erwiesen (vgl. Abb. 4-12).

Abweichend von der Beschreibung von [GALVIN 68] ist im ersten Beispiel ein vorauseilendes Wellental vorhanden. Hier wird deutlich, dass es sich nicht um einen reinen Kollapsbrecher handelt und es immer einen sanften Übergang gibt. Dies Wellental ist aber deutlich ausgeprägter als im zweiten Beispiel mit  $T = 4$  s bei ähnlicher Wellenhöhe und ist ein Indiz für die Verschiebung des Brechertyps zum Kollapsbrecher. Ebenso schwingt die Brecherzunge höher hinaus und am Knickpunkt zwischen Böschung und Berme ist das Maximum. Dies steht im Widerspruch zum skizzierten Verlauf von [GALVIN 68], bei der die Brecherzunge kaum den RWS übersteigt.

Auch der Sturzbrecher mit  $T = 4$  s wird vom Böschungsknick beeinflusst und entspricht nicht vollkommen dem Ideal. Die Lufttasche sowie der nachfolgende „*splash up*“ weichen von der Beschreibung der idealen Grundform leicht ab.

#### 4.1.3.3 Brechertypenspezifische Merkmale im Frequenzbereich

Die Variation der lokalen Hilbert - Frequenz über die Zeit wurde bereits im vorherigen Abschnitt (vgl. Abb. 4-3) gezeigt. Doch neben dem steilen Anstieg der Frequenz, aus dem ein Brechkriterium abgeleitet wurde, ist ebenfalls eine Brechertyp-Analyse anhand der lokalen Hilbert – Frequenz möglich. Dazu wird der Ort des Spitzenwertes auf der Wellenfront für unterschiedliche Brechertypen analysiert und brechertypische Merkmale erarbeitet.

Die Hilbert - Frequenz ist in Abb. 4-13 für ein transientes Wellenpaket der Messkampagne GWK 1998 im Vergleich zu den in Abb. 4-12 abgebildeten Wellen aufgetragen. Die transienten Wellenpakete sind deutlich als Sturzbrecher zu bezeichnen. Es ist die Veränderung der Hilbert - Frequenz im Bereich der Wellenfront, vom *zero-up cross* zur maximalen Auslenkung  $\eta_{\max}$ , für unterschiedliche Position im Wellenkanal dargestellt. Zusätzlich sind die Messungen massstabsgerecht versetzt, so dass der zeitliche Ablauf deutlich wird. Für das transiente Wellenpaket ist die lokale Frequenz noch 3 - 3,5 m vor dem Brechpunkt bei  $x = 105,6$  m nahezu konstant und nur leicht oberhalb der mittleren Frequenz. Beim Einsetzen des Brechvorgangs bei  $x = 108,6 - 109,1$  m entsteht ein steiler Peak knapp unterhalb des Wellenkamms. Anschließend bildet sich ein Doppel - Peak mit geringeren Absolutwertenaus. Für die regelmäßige Welle mit  $T = 4$  s ergeben sich Zeitreihen mit ganz ähnlichen Verläufen. Abweichungen bestehen in einem flacheren Peak und der Position des Peaks etwas näher zum Wellenfuß hin (ca.  $0,02 \cdot T$ ). Anders bei der zweiten regelmäßigen Welle mit  $T = 8$  s. Aus dem sich reduzierendem horizontalen Abstand der Zeitreihen wird die sich abrupt verlangsamende Wellenform sichtbar. Außerdem halbiert sich die relative Länge der Wellenfront im Vergleich zu den beiden erstgenannten Wellen, die in einer vergleichbaren Größenordnung zueinander liegen.

Der interessanteste Aspekt an Abb. 4-14 ist jedoch, dass die von [GALVIN 68] beschriebenen Instabilitäten auf Höhe des Ruhewasserspiegels gemäß eines Kollapsbrechers anhand der HT-Frequenzen auch in der Zeitreihe der Wasserspiegelauslenkung nachvollziehbar sind. Aufgrund der Position des Peaks innerhalb der Wellenfront ist nach diesen Ergebnissen eine Identifikation des Brechertyps möglich. Dabei ist natürlich zu beachten, dass die Übergänge zwischen den Grundtypen fließend verlaufen. Dies kann die Analyse im Zeit-Frequenzbereich nicht natürlich nicht beeinflussen.

Aus der Analyse von Abb. 4-13 und Abb. 4-14 wurde der Parameter  $dt_{PTM,\max}$  zur Identifikation des Brechertyps abgeleitet. Dieser steht für die Zeitdifferenz vom *zero-up cross* bis zum Auftreten des Maximalwerts  $f_{HTvar,filter,\max}$  am Brechpunkt. Ins Verhältnis zur Wellenperiode gesetzt, ist dies gleichbedeutend mit einer Wellenphase ausgehend vom *zero-up cross* der Welle.

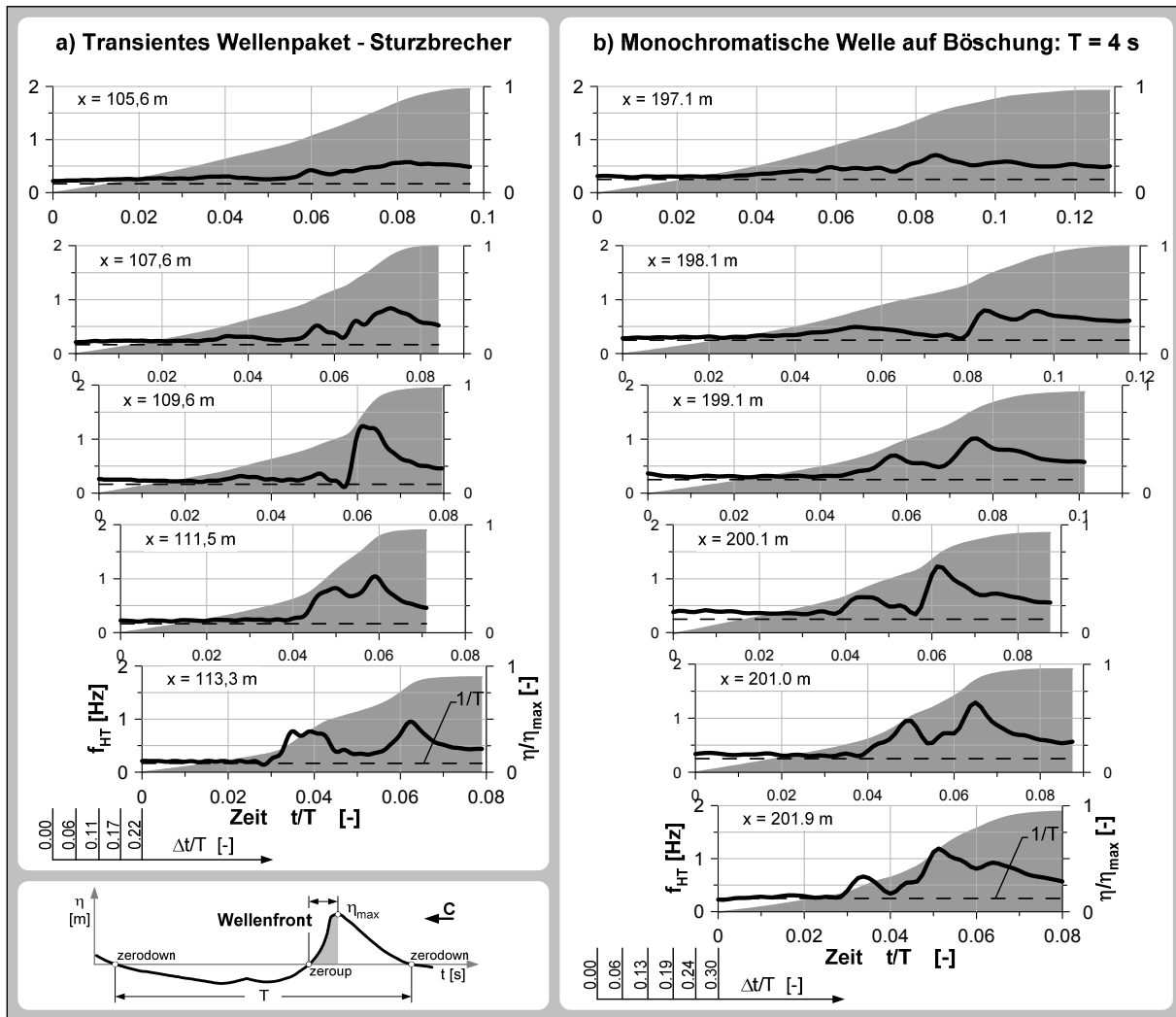


Abb. 4-13: Örtliche und zeitliche Veränderung der lokalen Hilbert - Frequenz auf der Wellenfront für unterschiedliche brechende Wellen: a) transientes Wellenpaket mit  $T = 6$  s, b) regelmäßige Welle mit  $T = 4$  s ( $H = 1,55$  m,  $d = 4,12$  m). Es ist ausschließlich die Wellenfront dargestellt vom *zero-up cross* bis zur maximalen Wasserspiegelauslenkung.

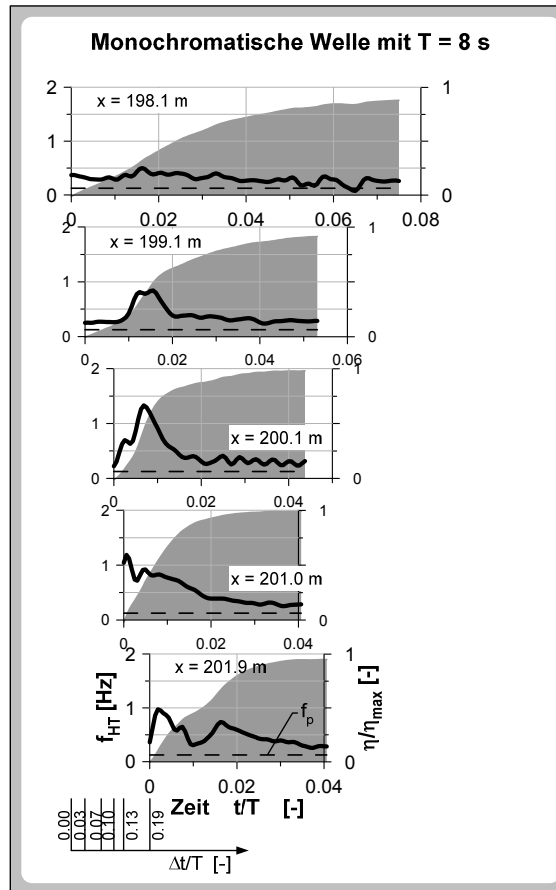


Abb. 4-14: Örtliche und zeitliche Veränderung der lokalen Hilbert - Frequenz auf der Wellenfront für eine regelmäßige Welle mit  $T = 8$  s ( $H = 1,50$  m,  $d = 3,96$  m)

Der Parameter  $dt_{PTM,max}$  ist in Abb. 4-15 über die dimensionslose Wellenperiode aufgetragen. Die in Abb. 4-12 dargestellten Beispiele sind rot markiert und können gut unterschieden werden. Ebenso liegen die eindeutig als Sturzbrecher identifizierten transienten Wellenpakete auf dem gleichen Niveau wie das Beispiel 20091201.056. Für die regelmäßigen Wellen ist erwartungsgemäß ein fließender Übergang von den Sturzbrechern zu den Kollapsbrechern zu sehen.

Exakte Schwellwerte zur Unterscheidung von reinen Sturzbrechern, Mischformen und reinen Kollapsbrechern können aus Abb. 4-15 jedoch nicht abgeleitet werden. Auf eine weitergehende Analyse dieser Schwellwerte wird in dieser Arbeit verzichtet. Für die Auswertung der Kraftmessung ist es ausreichend, dass Sturz- und Schwallbrecher zuverlässig separiert werden. Deshalb werden die Grenzen unter Berücksichtigung eines breiten und konservativ bemessenen Übergangsbereichs folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} dt_{PTM,max} / T &\geq 7 \quad [\%] & \text{Sturzbrecher} \\ dt_{PTM,max} / T &\leq 2 \quad [\%] & \text{Kollapsbrecher} \end{aligned} \quad (4-16)$$

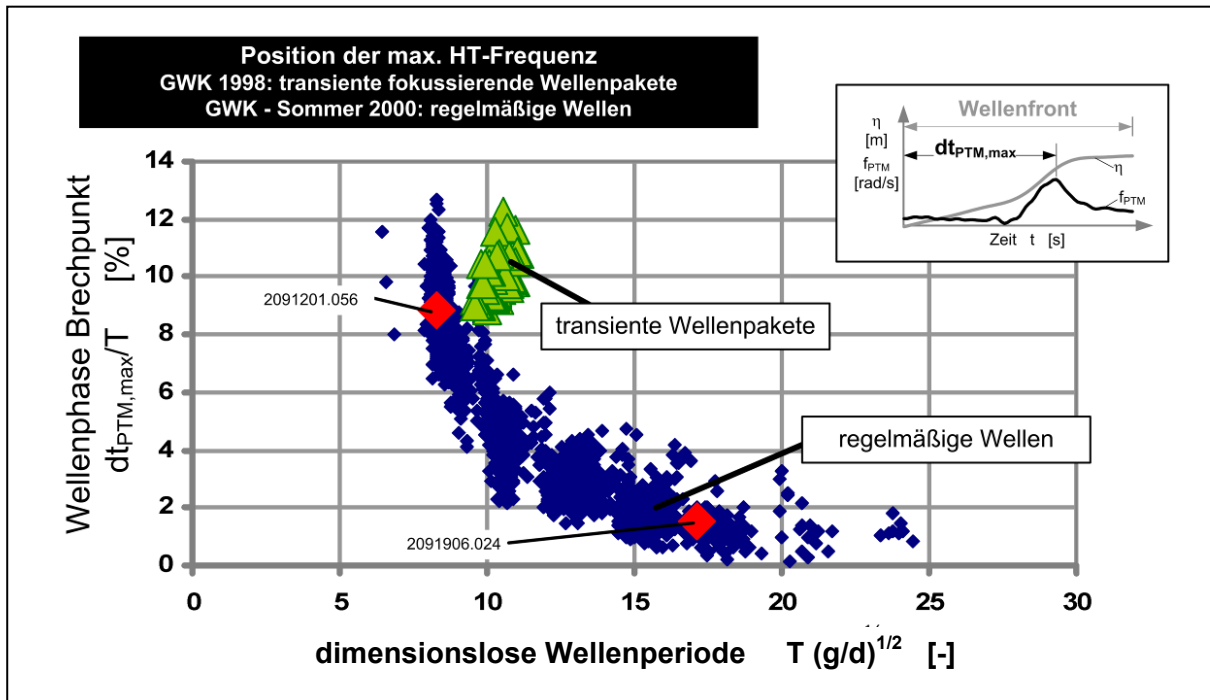


Abb. 4-15: Position der maximalen Frequenzvariation  $dt_{PTM,max}$  auf der Wellenfront im Verhältnis zur *zero-downcross* Wellenperiode  $T_z$  der einlaufenden Welle am Brechpunkt. 20091201.056 und 20091906.024 vgl. Abb. 4-12..



## 4.2 Krafttrennung von quasi-statischen und dynamischen Kraftanteilen

### 4.2.1 Problemstellung und Vorgehen

Das Ziel der Kraftmessung am Zylinder ist die Erfassung der Einflussgrößen, und eine theoretische Beschreibung der Einwirkung brechender Wellen für Bemessungszwecke zur Verfügung zu stellen. Hierzu ist, wie im Folgenden erläutert, eine Trennung der gemessenen Gesamtkräfte erforderlich. Die gemessene Gesamtkraft auf den Zylinder  $F_{\text{ges}}$  ist die Summe aus den oberen und unteren Auflagerkräften. Diese werden mittels fest installierter Dehnmessstreifenapplikationen in allen Neigungspositionen normal zur Zylinderlängsachse in Wellenfortschrittsrichtung bestimmt. Der Testzylinder erfährt bei Welleneinwirkung grundsätzlich eine Belastung, die mit der Wasserspiegelauslenkung variiert - die quasi-statische Kraft. Bei der Belastung durch brechende Wellen ist der quasi-statischen Kraft eine dynamische Kraft überlagert. Der dynamische Kraftanteil stellt keine Belastung dar, sondern die Antwort des Zylinders auf die Druckschlagbelastung infolge des Auftreffens der Brecherzunge und/oder der Brecherfront. Die dynamische Kraftkomponente ist maßgeblich von den dynamischen Struktureigenschaften abhängig, während bei der quasi-statischen Belastung lediglich der Einfluss von Zylinderdurchmesser, Oberflächenbeschaffenheit und Strömungszustand überwiegen. Daher sind beide Kraftanteile separat zu analysieren und zu beschreiben, so dass die Auswertung der Messungen in starkem Maße von der Güte der Krafttrennung abhängt. Der Ablauf ist schematisch in Abb. 4-16 dargestellt.

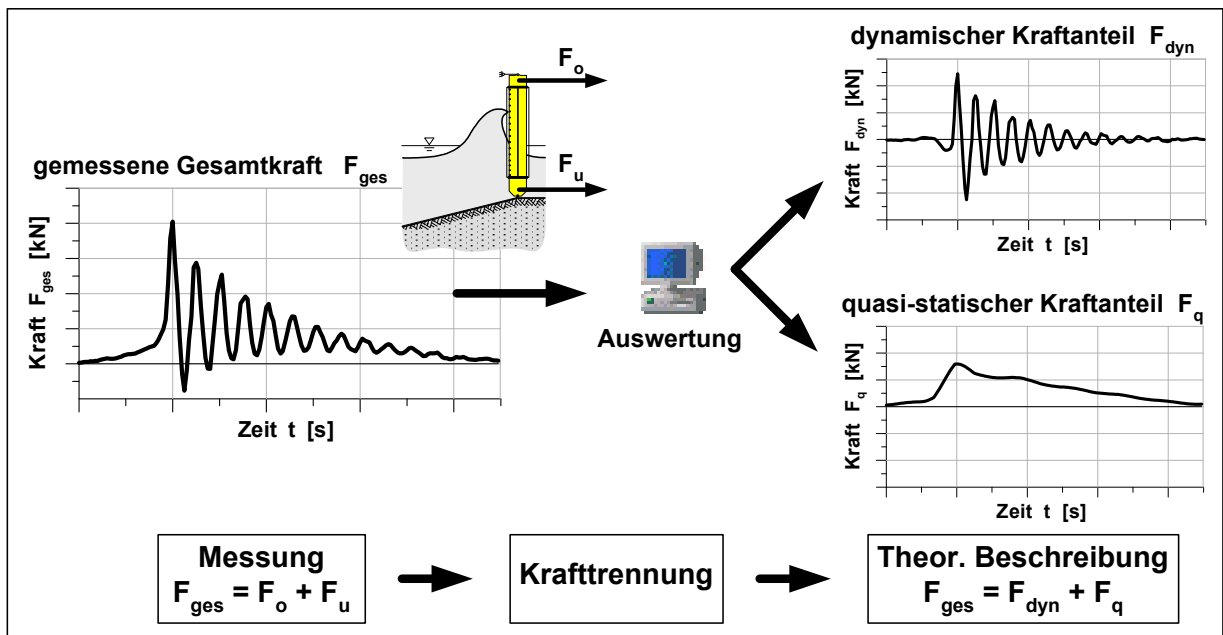


Abb. 4-16: Schematische Darstellung der Krafttrennung

Die drei am weitesten verbreiteten Krafttrennungsmethoden werden im Folgenden vorgestellt. Die Probleme bei der Anwendung dieser Methoden auf die Untersuchung GWK 2000 (Serie B) werden unmittelbar in den entsprechenden Abschnitten 4.2.2.1, 4.2.2.2 und 4.2.2.3 diskutiert. So kann die **experimentelle Krafttrennung**, wie sie von [WIENKE 01] durchgeführt wurde, nicht auf diese Untersuchung übertragen werden. Dies Vorgehen wird in Abschnitt 4.2.2.1 näher erläutert. Die Trennung anhand eines **FFT-Bandpassfilters** besitzt die Unsicherheit bei der Bestimmung der Abschneidefrequenz. Die Diskussion erfolgt im nächsten Unterpunkt. Abschließend wird die **Zerlegung im Zeitbereich durch Modenzerlegung unter Verwendung der Empirical Mode Decomposition (EMD)** und die Probleme bei der

Bestimmung des dynamischen und quasi - statischen Belastungsanteils aus den *Intrinsic Mode Functions* (IMF) gezeigt. Im Anschluss wird In Abschnitt 4.2.3 eine neue Methode, die sowohl die Vorteile eines FFT-Tiefpassfilters als auch der EMD einsetzt, vorgestellt. Die Verifikation dieser Krafttrennungsmethode erfolgt im letzten Abschnitt 4.2.4.

#### 4.2.2 Krafttrennungsmethoden im Schrifttum

##### 4.2.2.1 Experimentelle Bestimmung des quasistatischen Kraftanteils

Die experimentelle Bestimmung des quasistatischen Kraftanteils (LF 5) wurde von [WIENKE 01] durchgeführt. Dabei wurden die Sturzbrecher auf horizontaler Sohle mittels transienter Wellenpakete erzeugt. Bei gleich bleibenden Wellenparametern,  $H$  und  $T$ , und Wassertiefe  $h$  kann bei dieser Art der Wellengenerierung der Brechpunkt der Welle verschoben werden. Dies wird durch die Verschiebung des Konzentrationspunktes der Wellenanteile ermöglicht. Die Sturzbrecher treten so in verschiedenen Abständen zur Bauwerksasche auf, so dass die Messstruktur mit einer Vielzahl von unterschiedlich intensiven Druckschlägen belastet werden konnte. Die dynamische Belastung kann durch Subtraktion der gemessenen quasistatischen Belastung (LF 5) von den gemessenen Gesamtkräften der Versuche mit den Lastfällen 1-4 bestimmt werden.

Die experimentelle Ermittlung des quasistatischen Kraftanteils setzt voraus, dass sich Wellen mit annähernd gleicher Wellenform (Front- und Rücksteilheit) und mit örtlich veränderlichen Brechpunkten generieren lassen. Bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen auf geneigter Sohle ist dies nicht der Fall. Zunächst ist bei den Untersuchungen auf einer ebenen Böschung die Verschiebung des Brechpunktes bei gleichen Wellenparametern und Wasserständen nicht möglich, weil der Brechvorgang durch die abnehmende Wassertiefe hervorgerufen wird und nicht durch die passgenaue Überlagerung von Wellen. Eine örtliche Verschiebung des Brechpunktes ist nur durch eine Veränderung der Wellenhöhe  $H$ , der Wellenperiode  $T$  oder des Wasserstands  $d$  realisierbar.

Die Unterschiede in der Wellengenerierung werden noch sichtbarer, wenn die Wasserspiegelauslenkungen für einen Lastfall 3 (Druckschlag) mit der eines Lastfalls 5 (quasi-statisch) verglichen werden. Bei der Erzeugung brechender Wellen mittels transienter Wellenpakete können für beide Lastfälle zwei Wellen mit großer Übereinstimmung in der Wellenform erzeugt werden, wobei die eine Welle hinter dem Zylinder bricht und dabei eine mit der Wellenform periodisch veränderliche Belastung ausübt (LF 5). Die zweite Welle bricht dagegen direkt vor dem Bauwerk und der Zylinder erfährt zusätzlich eine große Druckschlagbelastung (LF 3). Die weitgehende Übereinstimmung in der Wellenform und die unterschiedliche resultierende Belastung auf den Zylinder werden in Abb. 4-17 verdeutlicht. Zum einen zeigt der Graph die gemessene Wasserspiegelauslenkung an der Vorderfront des Zylinders (Abb. 4-17 a). Die zeitsynchron erfassten Gesamtkräfte sind in Abb. 4-17 b dargestellt. Die zwei transienten Wellenpakete sind in beiden Fällen für eine Wellenhöhe von  $H = 1,40$  m und eine Wellenperiode von  $T = 6$  s generiert worden. Jedoch ist bei Lastfall 3 (LF 3) der Konzentrationspunkt zu  $K = 114,5$  m und für Lastfall 5 (LF 5) zu  $K = 120$  m gesetzt worden. Die Datenreihen der ausgewählten Versuche müssen für einen Vergleich zeitlich synchronisiert werden; dies ist durch den Nulldurchgang der Wasserspiegelauslenkung zwischen Wellental und Wellenberg (*zero-upcross*) am Zylinder möglich (Abb. 4-17 a).

Im Lastfall 3 ist der Konzentrationspunkt so gewählt, dass die Welle direkt im Brechpunkt auf den Teststruktur aufschlägt. Im weiteren Verlauf ist dieser Lastfall durch eine radiale Spritzer Ausbildung gekennzeichnet. Im Lastfall 5 wurde die maximale Druckschlagspitze gemessen. Die Meterangaben der Konzentrationspunkte beziehen sich auf den in der Wellengenerierung vorgegebenen Abstand zum

Wellenerzeuger (Nominalwerte). Der tatsächliche Konzentrationspunkt, und damit die Lokation des Brechpunktes, kann davon in den Experimenten abweichen.

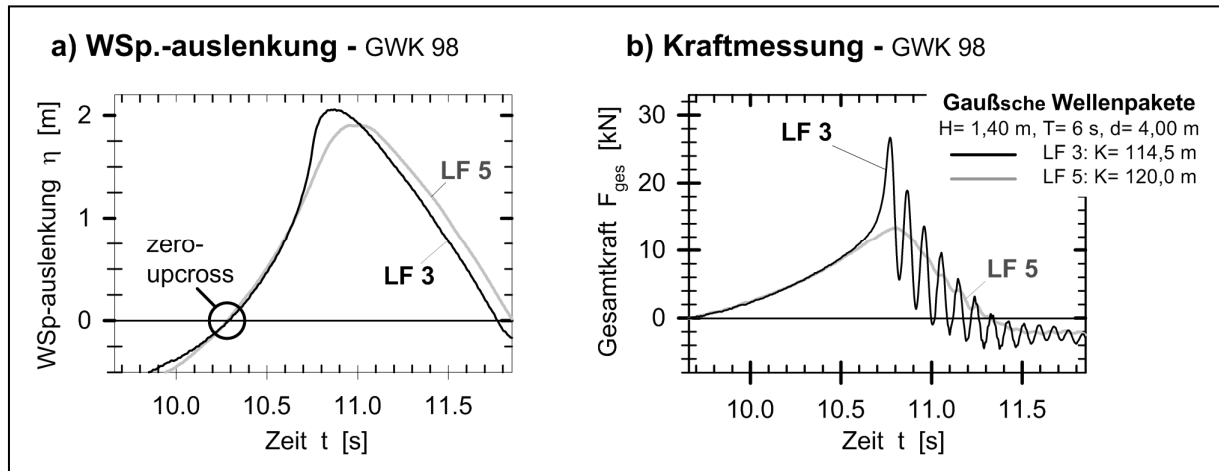


Abb. 4-17: a) Wasserspiegelauslenkung am Zylinder und b) Gesamtkraft für unterschiedliche Lastfälle bei Versuchen mit transienten Wellenpaketen auf horizontaler Sohle

Der Vergleich der Wasserspiegelauslenkung an der Zylindervorderfront in Abb. 4-17 a zeigt einen annähernd gleichen Verlauf bis knapp oberhalb der halben maximalen Wasserspiegelauslenkung ( $t \approx 10,7$  s). Die Steilheit der Wellenrückseite ( $t \geq 11$  s) ist ebenfalls identisch, wenn auch das Zeitintervall zwischen den Nullpunkten, d.h. zwischen den Schnittpunkten mit dem Ruhewasserspiegel, aufgrund der geringeren Konzentration der einzelnen Wellenanteile bei Lastfall 5 (LF 5) etwas größer ist. Aus der identischen Wellenfrontsteilheit resultiert die große Übereinstimmung bei der Kraftverteilung bis zum Einsetzen der dynamischen Kraft bei  $t \approx 10,5$  s (Abb. 4-17 b). Anschließend ist beim Lastfall 3 die Zylinderschwingung, hervorgerufen durch den Druckschlag der brechenden Welle, zu erkennen. Der erste Abschnitt der Kraftmessung ist eindeutig dem quasistatischen Kraftanteil zuzuordnen und kann als Gütekriterium für die Qualität der experimentellen Bestimmung des quasistatischen Kraftanteils verwendet werden. Aufgrund der Übereinstimmung von Lastfall 3 und Lastfall 5 in diesem Bereich sowie der Ähnlichkeit im Verlauf der Wellenfront- und der Wellenrückseite kann der quasistatische Kraftanteil bei Versuchen mit transienten Wellenpaketen durch den Lastfall 5 hinreichend experimentell reproduziert werden.

Im Vergleich dazu sind in Abb. 4-18 die Wasserspiegelauslenkung und die Kraftmessung für einen Lastfall 3 und 5 der Messkampagne GWK 2000 zu sehen. Die Wellen wurden mit gleicher Wellenperiode ( $T = 4$  s) für den gleichen Wasserstand ( $d = 3,80$  m) generiert, jedoch mit unterschiedlichen Wellenhöhen. Bei der in Abb. 4-18 schwarz dargestellten Kurve handelt es sich um einen Versuch mit einer Wellenhöhe von  $H = 1,35$  m und bei der grauen Kurve von  $H = 1,00$  m.

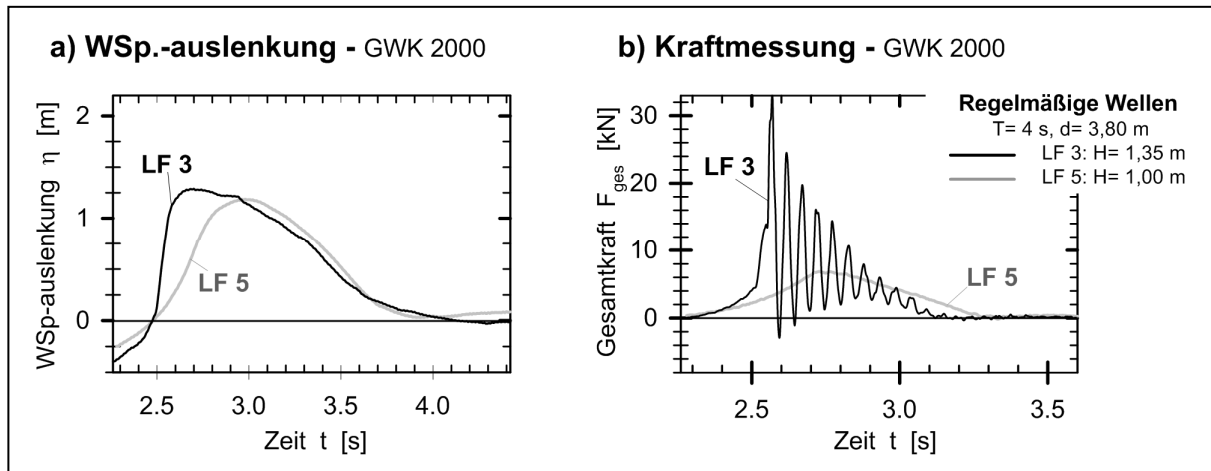


Abb. 4-18: a) Wasserspiegelauslenkung am Zylinder und b) Gesamtkraft für unterschiedliche Lastfälle bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen auf geneigter Sohle

In Abb. 4-18 a) wird der Unterschied in der Wellenfront deutlich. Die Maximalwerte liegen weit auseinander. Die Analyse der Kraftverteilung bestätigt dieses Ergebnis. Beide Kurven zeigen schon vor dem Auftreten der dynamischen Belastung ( $t \approx 2,55$  s) große Differenzen. Der Anstieg bei Lastfall 3 ist deutlich schneller als bei Lastfall 5. Die Steilheit der rückwärtigen Flanke zeigt hingegen bei Betrachtung der Wasserspiegelauslenkung gute Übereinstimmung. Aus der veränderten Wellenform, mit völlig unterschiedlichen Wellenfrontsteilheiten, ergibt sich jedoch eine veränderte Partikelkinematik, wodurch der veränderte Kraftverlauf nach den Kraftmaxima zu erklären ist.

Hieraus ist zu schließen, dass für diesen Versuchsaufbau, mit geneigter Sohle und regelmäßigen Wellen, die quasi-statische Belastung nicht experimentell durch reproduzierbare Belastungszustände wie bei den Versuchen mit horizontaler Sohle und fokussierten Wellen bestimmt werden kann.

#### 4.2.2.2 Trennung mittels Tiefpassfilter im Frequenzbereich

Der Seegang wird bei der Spektralanalyse als Summe vieler Wellen mit den Frequenzen  $\omega_n$ , den Amplituden  $a_n$  und Phasen  $\varphi_n$  dargestellt (z.B. [HAPEL 90]):

$$\eta(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(\omega_n t - \varphi_n) \quad (4-17)$$

Bei der Verwendung eines FFT-Frequenzfilters wird die Zeitreihe zunächst in den Frequenzbereich übertragen. Die Grundlage bildet dabei die herkömmliche Fourier-Analyse. Ein nach Gl. (2.1) definiertes Amplitudenspektrum der gemessenen Wasserspiegelauslenkungen regelmäßiger Wellen ist in Abb. 4-19 zu sehen. Die zugrunde liegende Zeitreihe enthält also keine hochfrequenten Oszillationen und verläuft gleichmäßig und periodisch mit der Wasserspiegelauslenkung. Eine Kontamination durch Randeffekte oder „Anschnitten“ einer unvollständigen Schwingung ist ausgeschlossen.

Dann ist neben der Amplitude auch die Form des Signals für das Amplitudenspektrum entscheidend ([FRAREY 02]). Bei Übereinstimmung mit der Kosinusfunktion wird die Zeitreihe im Frequenzbereich durch einen einzelnen Peak dargestellt. Im Fernfeld des Zylinders, auf horizontaler Sohle, repräsentieren die Wellen annähernd kosinusförmige Schwingungen. Das Amplitudenspektrum in Abb. 4-19 a) besitzt nur einen Frequenzplatz mit signifikanter Amplitude. Zusätzlich zur Peak-Frequenz  $f_p = 0,25$  Hz, dem Frequenzplatz mit der maximalen Wellenamplitude, tritt im Fernfeld des Zylinders nur eine vernachlässigbare, höherharmonische Schwingung auf ( $f_{p,2} = 2f_p$ ).

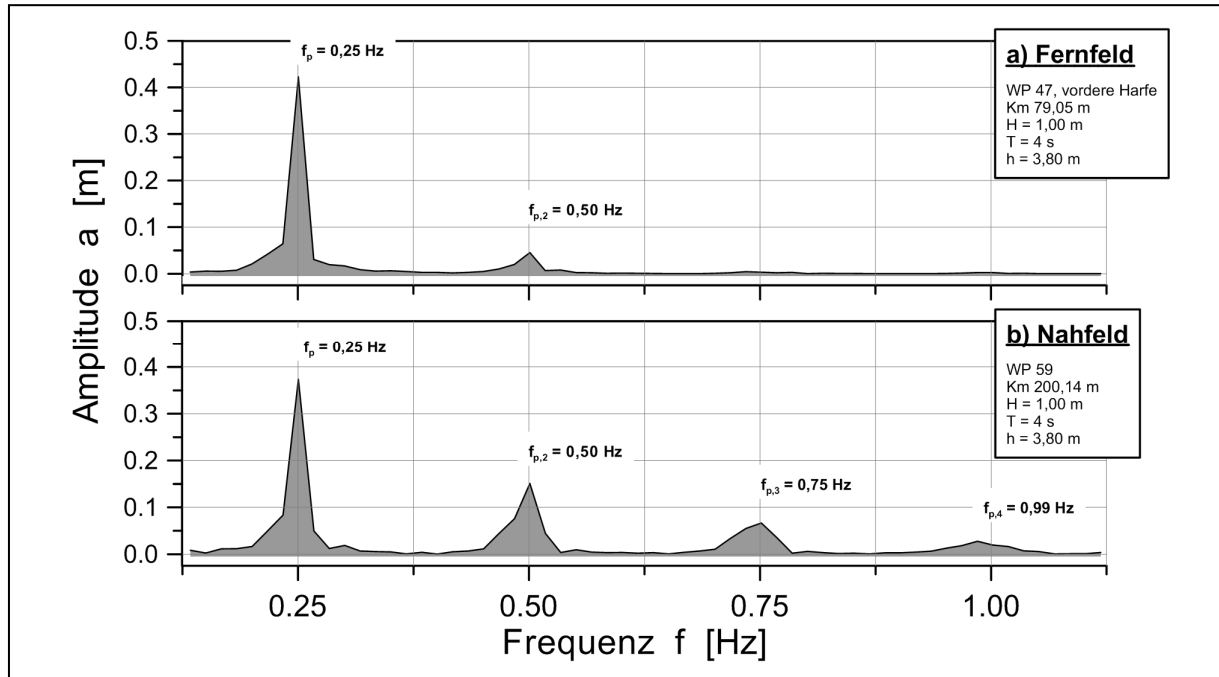


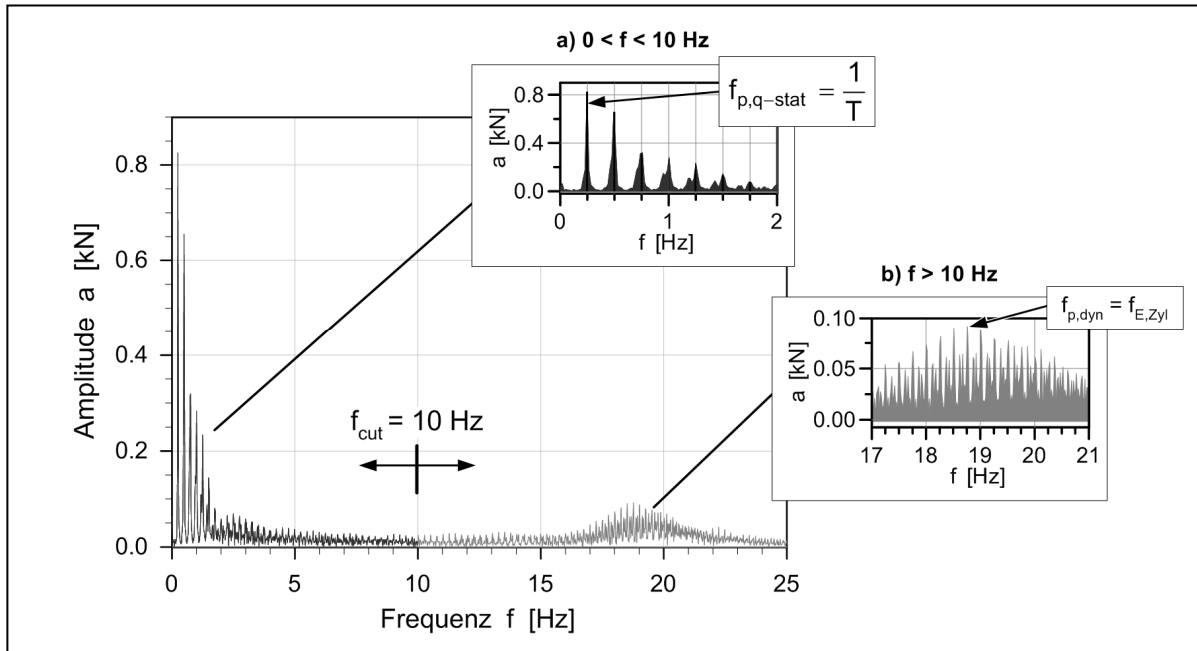
Abb. 4-19: Vergleich der Amplitudenspektren im Fernfeld (a) und Nahfeld (b) des Zylinders

Bei Abweichungen von der Kosinusform wird der Seegang in verschiedene kosinusförmige Komponenten zerlegt, um die Abweichung von der Grundform zu kompensieren. Bei der Frequenzanalyse der Wellenform im Nahbereich des Zylinders ist dies der Fall (Abb. 4-19 b). Die Wellenform wird durch die abnehmende Wassertiefe auf der Böschung beeinflusst und es bildet sich eine Flachwasserwelle mit hohem und kurzen Wellenberg und flachem aber langem Wellental aus. Diese Abweichung von der Kosinusform wird im Amplitudenspektrum durch Höherharmonische dargestellt. In Abb. 4-19 b) sind für die gemessene Wasserspiegelauslenkung im Nahbereich des Zylinders drei Höherharmonische zu sehen. Das Amplitudenverhältnis der ersten Harmonischen zur Peak-Frequenz beträgt für das Amplitudenspektrum im Nahbereich  $a(f_{p,2})/a(f_p) = 0,40$ , während das Verhältnis im Fernfeld mit  $a(f_{p,2})/a(f_p) = 0,11$  sehr viel geringer ist. Dies geht einher mit einer Abnahme der Peak-Amplitude im Nahbereich von 11 % ( $a(f_{p,Nah})/a(f_{p,Fern}) = 0,89$ ).

Ein Frequenzfilter setzt die Frequenzplätze in einem ausgewählten Bereich eines Amplitudenspektrums zu Null und überträgt das Spektrum wieder in den Zeitbereich. So ist es möglich mehrere Phänomene oder Prozesse, die als Überlagerung aufgezeichnet wurden, getrennt von einander zu betrachten. Grundvoraussetzung für die zuverlässige Anwendung des Filters ist, dass die Prozesse im Frequenzbereich weit genug voneinander entfernt sind. Außerdem muss der Bereich, in dem die Prozesse im Spektrum abgebildet werden, vollständig bekannt sein, da die Zeitreihen bei Abweichungen von der Kosinusform nicht nur durch einen einzelnen Frequenzplatz beschrieben werden, wie im Beispiel in Abb. 4-19 b) gezeigt wurde.

Mit diesen Vorgaben kann die Grenzfrequenz  $f_{cut}$  festgelegt werden. Bei einem Tiefpassfilter bleiben die Amplituden der Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz unverändert, während die Anteile oberhalb dieser Frequenz eliminiert, also zu Null gesetzt, werden. Die Funktionsweise eines Frequenzfilters wird anhand der gemessenen Auflagerkräfte des Zylinders verdeutlicht. Bei der Einwirkung brechender Wellen wird die Belastung, die in Phase mit der Wasserspiegelauslenkung verläuft, von der Zylinderoszillation überlagert (Abb. 4-21). In Abb. 4-20 ist das Amplitudenspektrum der gemessenen Auflagerkräfte zu sehen. Der Maximalwert mit dem Kehrwert der Wellenperiode der einlaufenden Welle bei  $f = 0,25$  Hz ist Bestandteil der quasi-statischen Belastung (s. DetailAbb. 4-20). Die maximale Amplitude des dynami-

schen Anteils liegt in einem deutlich höherem Frequenzbereich in der Umgebung der Eigenfrequenz des Zylinders  $f_E = 18,75$  Hz. Abhängig vom Wasserstand ist  $f_E = 18-19$  Hz. Mit einem Tiefpassfilter werden im Folgenden beide Anteile von einander getrennt. Hierzu wird die Grenzfrequenz mit  $f_{\text{cut}} = 10$  Hz in den Übergangsbereich mit niedriger Amplitude gelegt. Die Frequenz unterhalb von  $f_{\text{cut}}$  werden dem quasi-statischen Kraftanteil (Abb. 4-20: schwarz), die Frequenzen oberhalb der dynamischen Belastung zugeordnet (Abb. 4-20: grau).



**Abb. 4-20: Amplitudenspektrum der Gesamtkraft  $F_{\text{ges}}$  auf den lotrechten Zylinder und Details des quasi-statischen Peaks (a) und des dynamischen Peaks (b) für einen Versuch mit den regelmäßigen Wellen:  $H = 1,35$  m,  $T = 4$  s,  $h = 3,80$  m**

Der mit dem Tiefpassfilter ermittelte quasi-statische Anteil ist in Abb. 4-21 a zum Vergleich mit der gemessenen Gesamtkraft in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die dynamische Belastung (Abb. 4-21 b) wird aus der Differenz von Gesamtkraft und quasi-statischer Belastung berechnet.

Im größeren Maßstab betrachtet zeigt Abb. 4-21 a das zu erwartende periodische Signal der quasi-statischen Belastung. Im dargestellten Ausschnitt mit der Länge einer halben Wellenperiode wird jedoch deutlich, dass der langperiodischen Auslenkung eine hochfrequente Schwingung überlagert ist, die eine erheblich geringere Periode als die eingesteuerten Wellen aufweist. Das wird insbesondere kurz vor und im Maximum sichtbar. Durch die Zuordnung dieser Schwingung zum quasi-statischen Anteil (Abb. 4-21 a) wird die dynamische Belastung (Abb. 4-21 b) zumindest in diesem Bereich unterschätzt. Der Vergleich der in den Zylinderauflagern gemessenen Schwingung mit einer exponentiell gedämpften Schwingung bestätigt diese Annahme.

Die in Abb. 4-21 b aufgetragene Exponentialfunktion wurden unter Vernachlässigung des ersten Maximums und des ersten Minimums für die darauf folgenden Extremwerte bestimmt und zu den Anfangswerten (Kreuzen) extrapoliert. Während das erste Minimum noch recht gut mit dem extrapoliertem Wert übereinstimmt, weicht das Maximum von der Exponentialfunktion deutlich ab. Der Fehlbetrag ist auf eine zu hoch gewählte Grenzfrequenz  $f_{\text{cut}}$  zurück zu führen. Hierdurch werden dem quasi-statischen Anteil hochfrequente Schwingungen zugeordnet, die Teil der dynamischen Belastung sind.

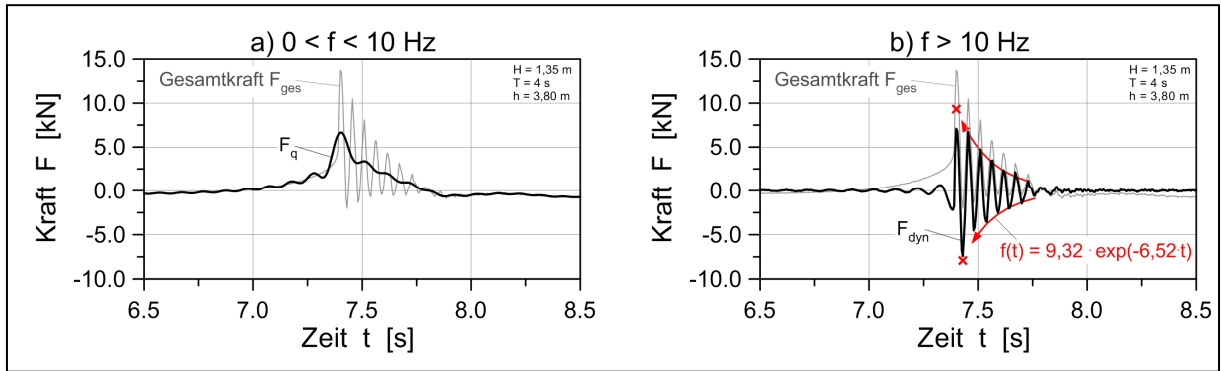


Abb. 4-21: Quasi-statische und dynamische Zylinderbelastung bei Verwendung eines Frequenzfilters mit  $f_{\text{cut}} = 10 \text{ Hz}$

Den Einfluss der Grenzfrequenz auf die Krafttrennung verdeutlicht Abb. 4-22. Es ist das Kraftverhältnis der mit einem Frequenzfilter bestimmten quasi-statischen Kraft zur Gesamtkraft für die jeweilige Grenzfrequenz aufgetragen, wobei die Grenzfrequenz in 0,5 Hz-Schritten variiert. Das Verhältnis des Maximums der quasi-statischen Kraft  $\max F_q$  zum Maximum der Gesamtkraft  $\max F_{\text{ges}}$  ist für insgesamt zehn Wellen eines Versuchs mit dynamischer Antwort ( $\max F_{\text{dyn}} > 2 \text{ kN}$ ) des Zylinders ermittelt worden.

Bei niedrigen Grenzfrequenzen steigt das Verhältnis von  $\max F_q / \max F_{\text{ges}}$  sehr schnell, da in diesem Spektralbereich ein hoher Energiegehalt vorhanden ist. Im mittleren Bereich zwischen unterer und oberer Peak-Frequenz steigt das Verhältnis immer noch stetig, jedoch sehr viel langsamer. Erst wieder knapp unterhalb der Eigenfrequenz des Zylinders ist ein weiterer Anstieg erkennbar, wo sich der zweite Energiepeak befindet. Dies ist auf die geringere Energie in diesem Frequenzbereich zurück zu führen. Anschließend nähert sie das Kräfteverhältnis asymptotisch dem Wert Eins. Das Kraftverhältnis für die Wellen mit einer Wellenperiode von  $T = 6 \text{ s}$  unterscheidet sich sowohl in der Streuung der Werte als auch geringfügig im Verlauf. Dies ist der Lastfall mit der größten mittleren Gesamtkraft aller zehn Wellen des Versuchs. Während der Druckschlag bei allen anderen Versuchen sehr stark von Welle zu Welle variierte, war die dynamische Belastung für den Versuch mit  $T = 6 \text{ s}$  konstant hoch für alle Wellen.

Unabhängig von der Wellenperiode des eingesteuerten Seegangs zeigt die Darstellung, dass das Maximum von quasi-statischer Belastung stark von der gewählten Grenzfrequenz abhängt. Das Ergebnis der Krafttrennung ist somit stark von einer subjektiv gewählten Grenzfrequenz abhängig. Gerade bei Zeitreihen mit stark nichtlinearem Charakter ist diese Grenze nicht eindeutig bestimmbar und die Trennung unter alleiniger Verwendung eines FFT-Frequenzfilters nicht zuverlässig.

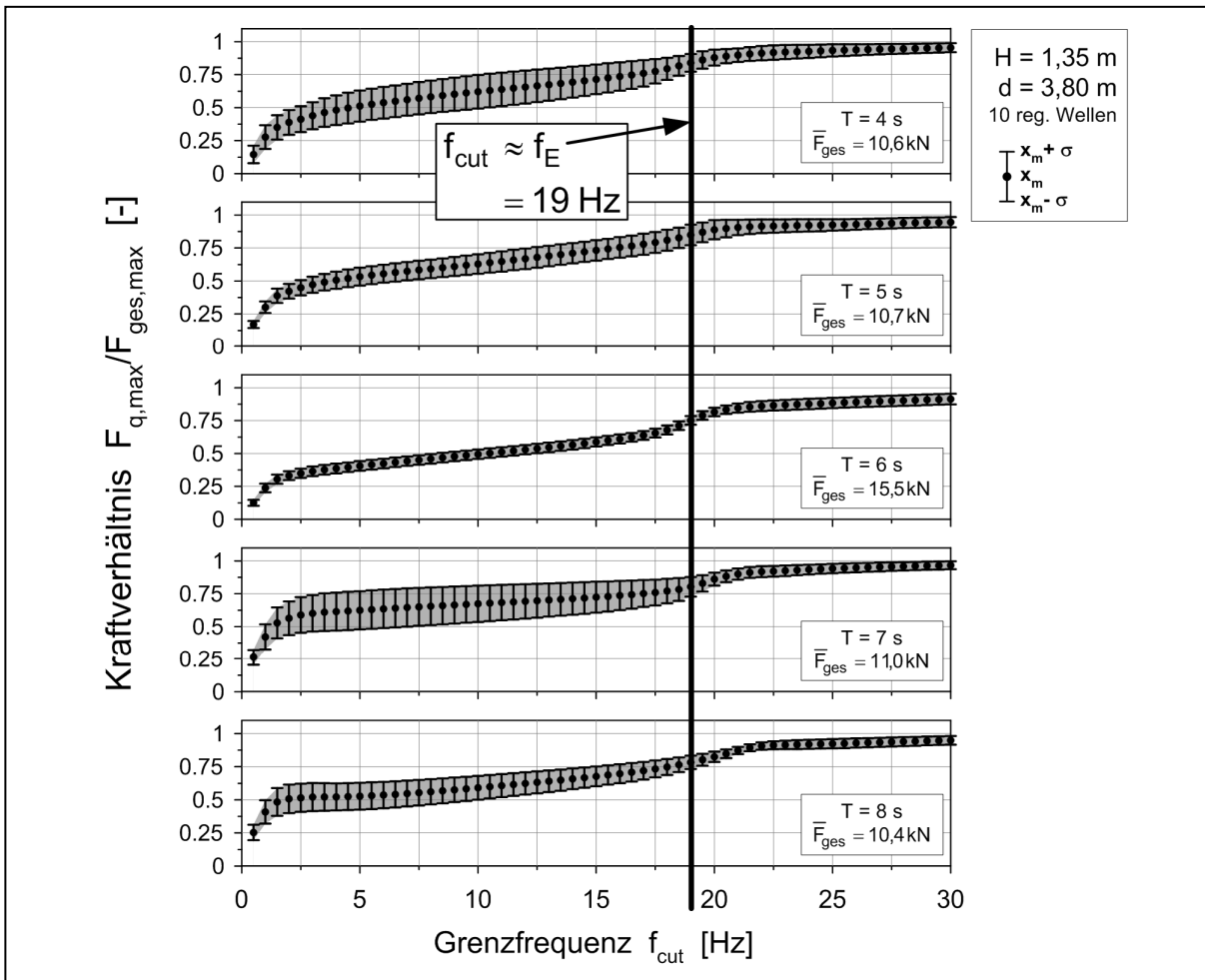


Abb. 4-22: Einfluss der Grenzfrequenz  $f_{\text{cut}}$  auf die quasi-statische Maximalkraft

Eine weitere Einschränkung eines FFT-Frequenzfilters liegt in der Anwendungsbeschränkung auf stationäre Prozesse. Die FFT-Analyse ordnet einzelnen Frequenzen eine zeitlich nicht veränderliche Amplitude und Phase zu. Das Vorhandensein einer negativen dynamischen Belastung vor dem Maximum in Abb. 4-21 b) ist als Artefakt dieser Beschränkung anzusehen.

#### 4.2.2.3 Trennung mittels der EMD im Zeitbereich

Bei der *Empirical Mode Decomposition* (EMD) nach [HUANG et al. 98] und [HUANG et al. 99] wird die Zeitreihe in einzelne so genannte *Intrinsic Mode Functions* (IMF) zerlegt. Die EMD wurde entwickelt, um nicht-lineare, nicht stationäre Prozesse zu analysieren. Damit werden die oben beschriebenen Beschränkungen der FFT Analyse überwunden. In [SCHLURMANN 00] wird das Vorgehen folgendermaßen beschrieben:

- 1 Annahme  $r_0(t) = x(t)$ ,  $j = 1$
- 2 Bestimmung der  $j$ -sten IMF:
  - (a) Annahme  $h_0(t) = r_j(t)$ ,  $k = 1$
  - (b) Bestimmung lokaler Maxima und Minima von  $h_{k-1}(t)$
  - (c) Obere und untere Einhüllende von  $h_{k-1}(t)$  *Spline*-Interpolation durch Extrema
  - (d) Berechnung des Mittelwerts  $m_{k-1}(t)$  der oberen und unteren Einhüllenden von  $h_{k-1}(t)$



- (e) Berechnung von  $h_k(t) = h_{k-1}(t) - m_{k-1}(t)$
- (f) Wenn Stoppkriterien erfüllt setze  $h_j(t) = h_k(t)$ , sonst gehe zu 2(b) mit  $k = k+1$
- 3 Berechnung von  $r_j(t) = r_{j-1}(t) - h_j(t)$
- 4 Wenn  $r_j(t)$  zwei oder mehr Extrema besitzt gehe zu 2(a) mit  $j = j+1$ , sonst zu 5
- 5  $r_j(t)$  ist der Rest von  $x(t)$

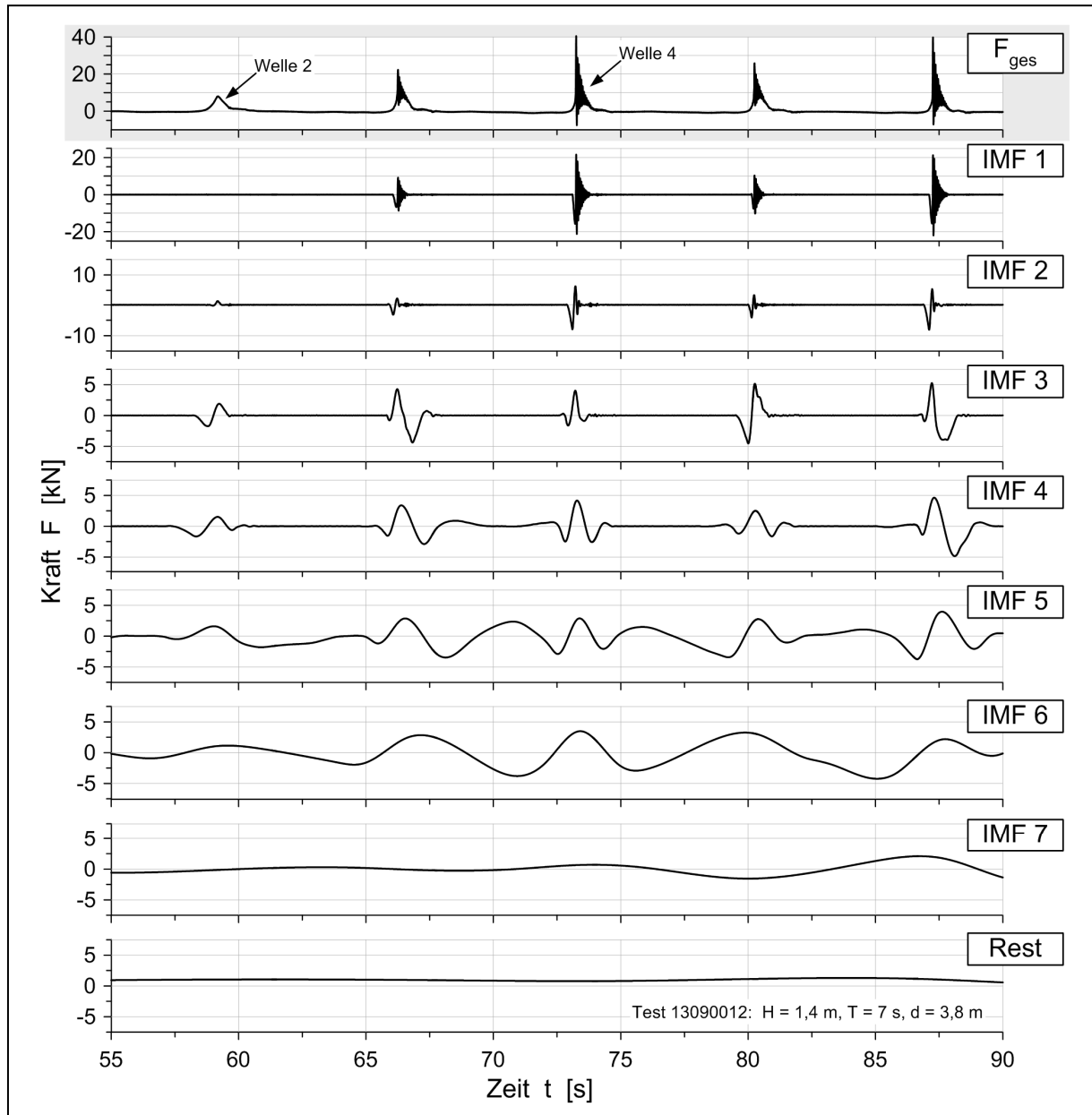


Abb. 4-23: Modenzerlegung der gemessenen Gesamtkraft mittels der EMD

Das Ergebnis des beschriebenen Verfahrens, angewendet auf eine Zeitreihe der gemessenen Gesamtkraft, zeigt der Ausschnitt in Abb. 4-23. Das Ausgangssignal ist in der oberen Kurve  $F_{\text{ges}}$  abgebildet. Welle 2 repräsentiert hier die Belastung mit ausschließlich quasi-statischem Anteil, während Welle 4 zusätzlich die dynamische Antwort des Zylinders aufgrund der Druckschlagbelastung aufweist.

Die Messung wird mittels der EMD in sieben IMF's und einen Rest zerlegt. Mit zunehmender IMF nimmt die Schwingungsfrequenz des separierten Anteils ab, wobei die Anfangsfrequenz bei dieser empirischen Methode vom Ausgangssignal abhängig ist. Aus der Zielsetzung einer Krafttrennung mittels der EMD folgt, dass die jeweiligen IMF's dem quasi-statischen oder dynamischen Belastungsanteil zugeordnet werden müssen. Im Bereich der Welle 2 wird lediglich das den Messsignalen überlagerte Rauschen der IMF 1 zugeordnet. Erst die dritte IMF zeigt eine nennenswerte Amplitude für das betrachtete Zeitintervall von  $t = 58 - 60$  s. Somit können die IMF's 3-7 und der Rest sehr wahrscheinlich der quasi - statischen Belastung zugeordnet werden können. Die Betrachtung des Zeitintervalls für Welle 4 ( $t = 73 - 75$  s) widerspricht dem nicht. Der größte Anteil der dynamischen Belastung wird in der IMF 1 vom Ausgangssignal separiert. Ebenso zeigt IMF 2 einen Anteil mit hoher Schwingungsfrequenz.

Trotz des generellen Anstiegs der Schwingungsperiode von kleineren IMF's zu größeren IMF's ist eine Vermischung von Schwingungsmoden(engl. *mode mixing*) [HUANG et al. 99] nicht ausgeschlossen. Es treten dann charakteristische Schwingungen unterschiedlicher Frequenzen innerhalb einer IMF auf. Im Beispiel aus Abb. 4-23 variiert die Schwingungsperiode in einer IMF von einer Einzelwelle zur nächsten. Für die Krafttrennung wäre demnach für jede Welle neu zu bestimmen, ob die betrachtete IMF dem quasi-statischen Kraftanteil oder dem dynamischen Kraftanteil zuzuordnen ist.

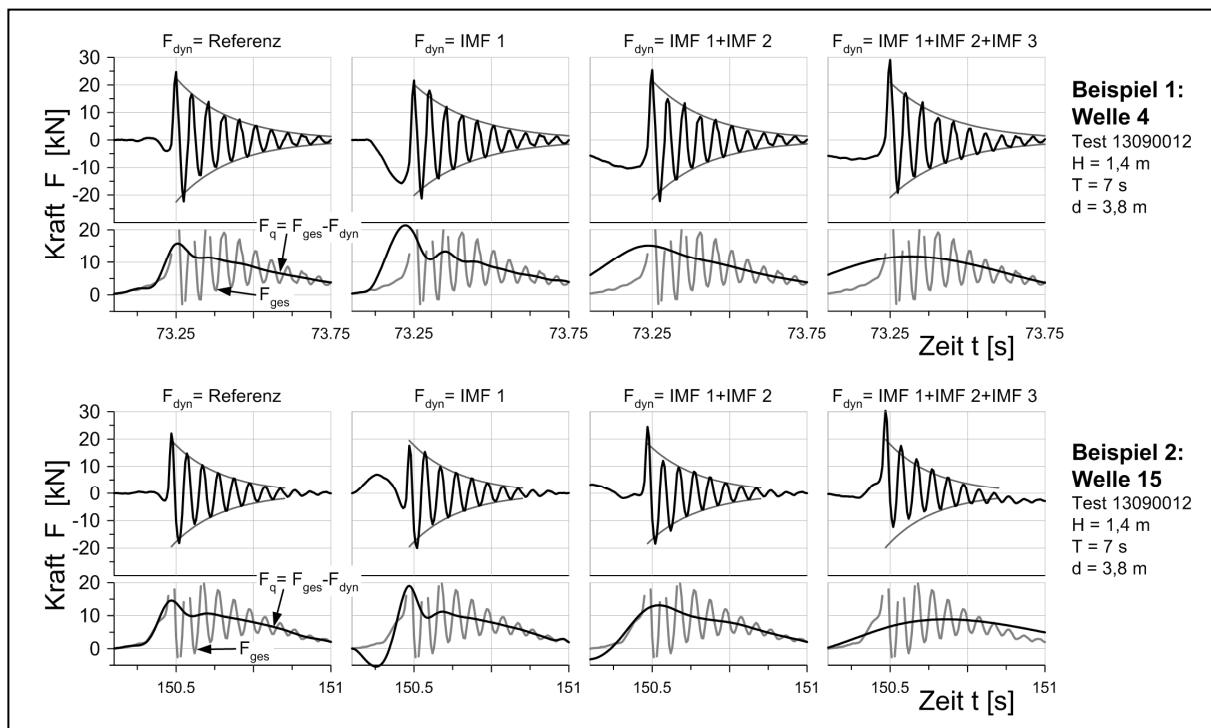


Abb. 4-24: Bestimmung der dynamischen und quasi-statischen Belastungsanteile aus der Aufsummierung einzelner IMF's.

Eine genauere Analyse der Zuordnung der IMF's erfolgt in Abb. 4-24. Das erste Beispiel zeigt das Zeitintervall der Welle 4 aus Abb. 4-23. Das zweite Beispiel liegt außerhalb des in Abb. 4-23 dargestellten Zeitbereichs. Es sind die dynamischen Kraftverläufe dargestellt für die drei Fälle, wenn die dynamische Kraft als IMF 1, als Summe von IMF 1 + 2 und als Summe aus IMF 1 + 2 + 3 definiert ist. Zum Vergleich ist ein Referenzverlauf gegeben, der mit der in dieser Untersuchung verwendeten Methode zur Krafttrennung ermittelt wurde. Für beide Beispiele sind die Exponentialfunktionen als Einhüllende der aus der Referenz ermittelten, idealen gedämpften Schwingung zu sehen.

Der Vergleich mit den Exponentialfunktionen zeigt für den hinteren Bereich der Schwingung schon bei alleiniger Berücksichtigung von IMF 1 eine sehr gute Übereinstimmung. Die Berücksichtigung von IMF 2 führt vor allem für die ersten beiden Schwingungszyklen zu Veränderungen der Amplitude. Der Maximalwert nimmt stetig zu. Gleichzeitig weicht der dynamische Belastungsanteil immer mehr von einer ideal, gedämpften Schwingung ab.

Unterhalb der dynamischen Kraftverläufe sind die resultierenden quasi - statischen Belastungen dargestellt. Der quasi - statische Belastungsanteil sollte im idealen Fall bis zum Einsetzen der Druckschlagbelastung identisch mit der gemessenen Gesamtkraft sein. Der Startzeitpunkt der Druckschlagbelastung liegt für die abgebildeten Beispiele weniger als eine 1/10 Sekunde vor dem dynamischen Maximum. Hier wird die Problematik der Zerlegung zweier Prozesse mittels der EMD mit ungünstigen Amplituden- und Periodenverhältnis zueinander deutlich. In beiden Beispielen weicht der quasi - statische Anteil ganz erheblich vom Verlauf der Gesamtkraftmessung ab. Für Beispiel 1 (Welle 4) ist die Abweichung für alle drei Definitionen der dynamischen Kraft ganz offensichtlich so groß, dass eine Analyse des quasi - statischen Belastung und ein Vergleich mit theoretischen Beschreibungen kein vertrauenswürdigen Ergebnis liefern würde.

Die Krafttrennung mittels der EMD scheitert maßgeblich an dem ungünstigen Amplitudenverhältnis vom dynamischen zum quasi-statischen Maximum. Die Abweichungen des mit der EMD ermittelten quasi - statischen Belastungsanteils vom tatsächlichen Wert sind daher außerhalb des akzeptablen Bereichs. Weiter wird die Gesamtkraft in ca. 7-8 IMF's zerlegt, wodurch sich eine Zuordnung der einzelnen IMF's zum dynamischen oder zum quasi-statischen Anteil sehr erschwert. Außerdem tritt der Druckschlag bei den Wellen eines Versuchs nicht überall gleichermaßen auf, so dass in der IMF die dynamischen Anteile einer Welle zusammen mit quasi-statischen Anteilen einer anderen Einzelwelle auftreten. In der vorliegenden Form wurde daher von der Trennung unter alleiniger Verwendung der EMD Abstand genommen.

#### 4.2.3 Neue Methode zur Krafttrennung - Beschreibung des Vorgehens

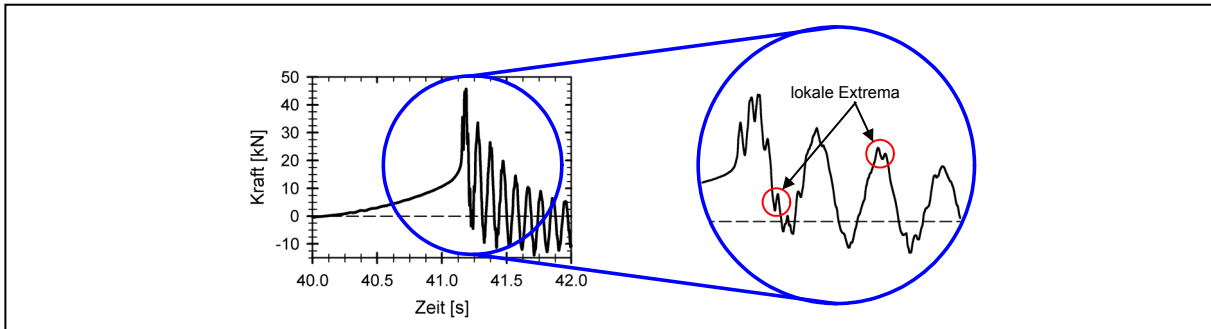
Es wird eine Methode vorgestellt, die sowohl einen FFT-Filter als auch die EMD zur Krafttrennung einsetzt. Die Methode ist flexibel auf Kraftmessungen verschiedener Lastfälle und Zylinderneigungen anwendbar. Die Abschnidefrequenz wird hierbei von der zu analysierenden Zeitreihe selber vorgegeben. Durch die Beschränkung der EMD auf die Zerlegung des Signals in eine IMF und einen Restanteil sind alle Wahlparameter eindeutig aus der Messung zu bestimmen.

Eine experimentelle Trennung kann aufgrund der Erzeugungstechnik der brechenden Wellen durch die abnehmende Wassertiefe nicht durchgeführt werden. Die Trennung im Frequenzbereich unter alleiniger Verwendung eines FFT-Tiefpassfilters ist problematisch, da das Ergebnis stark von der Wahl der Abschnidefrequenz beeinflusst wird. Aufgrund der großen Asymmetrie von Wellenform und Kraftverlauf entstehen Überschneidungen der dynamischen und quasi-statischen Kraftanteile im Energiedichtespektrum. Dadurch ist keine eindeutige Grenzfrequenz zwischen den beiden Anteilen erkennbar. Zudem ist ein FFT-Tiefpassfilter an eine lineare Zerlegung gebunden.

Mit der EMD können zwar nichtlineare Signale in einzelne Moden zerlegt werden, jedoch ist das Amplitudenverhältnis des dynamischen zum quasi-statischen Kraftanteil für die Auswertung im Zeitbereich, zum Beispiel durch eine Modenzerlegung mittels der Empirical Mode Decomposition (EMD) nach [HUANG et al. 99], sehr ungünstig. Die Amplitude des hochfrequenten Anteils erreicht den zweifachen Wert des quasi-statischen Maximums. [DÄTIG&SCHLURAMMN 04] untersuchten die numerische Leistungsfähigkeit der EMD und den Einfluss des Amplitudenverhältnisses bei zeitlich invarianten periodischen Signalen auf die Reproduzierbarkeit der Ursprungsanteile in einzelne IMFs. Die Untersuchungen

von [DÄTIG&SCHLURAMNN 04] zeigen sehr deutlich wie der Korrelationskoeffizient von exakter Vorhersage und ermittelter IMF mit zunehmendem Amplitudenverhältnis zweier Schwingungen abnimmt.

Dem Kraftverlauf können neben einer Schwingung mit der Eigenfrequenz des Zylinders  $f_E$  zusätzlich Schwingungen mit kleiner Amplitude überlagert sein. Diese zwar vom Betrag unbedeutenden Schwingungen erschweren die Modenzerlegung mittels der EMD jedoch erheblich, da der Verlauf der oberen und unteren Einhüllenden durch die lokalen Extrema stark beeinflusst wird. In der Detailansicht in Abb. 4-25 ist die Entstehung lokaler Extrema durch die hochfrequenten Schwingungen. Ein weiteres Problem stellt die eindeutige Zuordnung der IMF's zum dynamischen oder quasi-statischen Kraftanteil dar.



**Abb. 4-25: Detailansicht der lokalen Extrema am Beispiel des Gesamtkraftverlaufs bei einem Versuch mit transienten Wellenpaketen der Serie A ( $H=1,50\text{m}$ ,  $T=6\text{s}$ ,  $d=4,25\text{m}$ ,  $K=133,3\text{m}$ )**

Die Trennung der quasi-statischen und dynamischen Kraftanteile basiert darauf, dass zunächst der quasi-statische Kraftanteil bestimmt wird und der dynamische Anteil anschließend aus der Differenz von gemessener Gesamtkraft und quasi-statischer Kraft berechnet wird. Die Vorgehensweise ist in Abb. 4-26 zusammenfassend dargestellt. Es ist zu beachten, dass der Beginn der dargestellten Gesamtkraft jeweils den Zeitpunkt ohne Kraftwirkung kennzeichnet und der Kraftnullpunkt gegenüber der Zeitachse verschoben ist.

Im ersten Schritt der Krafttrennung (Abb. 4-26) wird daher der gemessene Kraftverlauf durch einen **FFT-Tiefpassfilter mit der Abschnidefrequenz  $f_{\text{cut}}$  gleich der Eigenfrequenz des Zylinders  $f_E$**  geglättet, d.h. Maxima und Minima liegen gleichmäßig verteilt oberhalb bzw. unterhalb der zu bestimmenden Kurve. Somit werden die Ausreißer bei den lokalen Extrema, hervorgerufen durch Schwingungen mit einer Frequenz oberhalb von  $f_E$  (vgl. Abb. 4-25), eliminiert, die zu einem veränderten Verlauf der Einhüllenden und infolgedessen zu einem veränderten Ergebnis der im nächsten Schritt angewendeten EMD führen. Weiter werden zusätzliche Stützstellen mit einer Frequenz identisch zur Eigenfrequenz  $f_E$  geschaffen, die jetzt ebenfalls in Bereichen vor dem ursprünglichen Beginn der dynamischen Zylinderantwort auftreten.

Die Eigenfrequenz ist gleichzusetzen mit der Peak - Frequenz des dynamischen Anteils und je nach Zylinderneigung und Wasserstand variabel (vgl. Kapitel 3). In Abb. 4-26 ist der Bereich bis  $f = 0 \div f_E$  grün eingefärbt. Der größere Energieanteil bei niedrigeren Frequenzen ist dem quasi-statischen Anteil zuzuordnen. Die quasi-statische Belastung wird von dem Tiefpassfilter mit einer derart hohen Abschnidefrequenz nicht verändert. Damit wird das Amplitudenverhältnis für die weitere Auswertung im Zeitbereich verbessert, da ausschließlich die Amplitude des dynamischen Anteils reduziert wird, während der quasi-statische Anteil unverändert bleibt.

Diese Bedingungen - (i) Signal als Summe lediglich zweier Anteile (ii) Verringerung der Amplitude des dynamischen Kraftanteils und (iii) Schaffung zusätzlicher Stützstellen - bilden die Voraussetzung, um anschließend die EMD in einem Analyseschritt ohne weitere Iterationsschritte vorzunehmen. Somit wird

im Vergleich zum allgemeinen Vorgehen bei der Anwendung der EMD der Punkt 2 (f) eingespart (Abschnitt 4.2.2.3). Dies macht das Ergebnis eindeutiger und die Anwendung der Methode robuster.

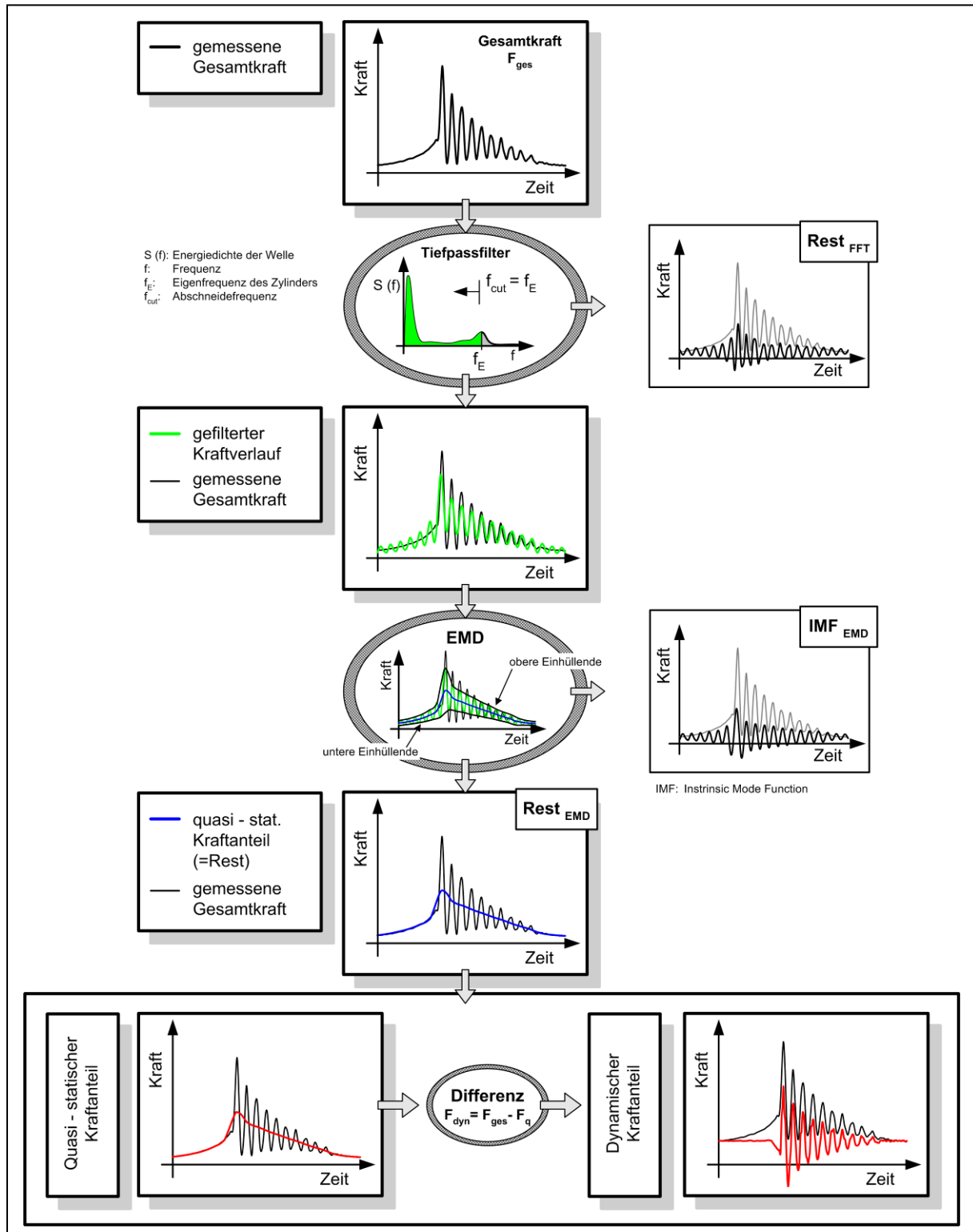


Abb. 4-26: Schematische Darstellung der Krafttrennung; Bestimmung des quasi - statischen Kraftanteils in zwei Schritten unter Verwendung eines Tiefpassfilters und der Empirical Mode Decomposition (EMD)

Nachdem die Datenreihe geglättet wurde, kann die **Krafttrennung durch die Empirical Mode Decomposition (EMD) nach [HUANG ET AL. 99]** in nur einem Schritt erfolgen. Das Signal wird in eine *Intrinsic Mode Function* (IMF) und einen Restanteil zerlegt. Der Restanteil ist gleichzusetzen mit der maximal zu erwartenden quasi-statischen Belastung.

#### 4.2.4 Verifikation

Der Vergleich mit physikalisch messbaren Größen kann zur Verifikation der Krafttrennung nur bedingt herangezogen werden, da in diesem Fall der quasi-statische Belastungsfall ebenfalls nur eine Näherung der tatsächlichen Größe darstellt. Im Einzelfall ist die Bestimmung einer genauen Referenzgröße für einen quantitativen Vergleich nicht möglich. Die Verifikation der in Abb. 4-26 vorgestellten Methode erfolgt daher anhand der Definition der zu bestimmenden Kraftanteile. Die dynamische Belastung wird als Exponentialfunktion definiert, mit einem Startwert aus dem Druckschlag der Wellen und einer Schwingungsfrequenz nahezu gleich der Eigenfrequenz des Zylinders. Dagegen steht der quasi-statische Kraftanteil definitionsgemäß für eine Einwirkung, die keine dynamische Antwort des Zylinders hervorruft. Beide Definitionen werden mit entsprechenden Kriterien überprüft.

Die Zeitreihen der Zylinderbelastung zeigen große Variation der Maximalwerte pro Einzelwelle bei Einwirkung brechender Wellen. Unabhängig davon ist der quasi-statische Kraftverlauf über die gesamte Messdauer periodisch und die Maximalwerte relativ konstant. Die Verifikation der Krafttrennung wird für Einzelwellen mit ausgeprägtem Druckschlag durchgeführt. Diese sind aufgrund der höchsten gemessenen Kräfte von größerer Relevanz für die Kraftanalyse. Ebenso trifft die Annahme des gedämpften Schwingers in größerer Anzahl zu. Die Einzelwellen müssen folgende Bedingungen erfüllen: (i)  $\max F_{\text{ges}} > 15 \text{ kN}$  und (ii)  $\max F_{\text{dyn}} > 0,4 \cdot \max F_{\text{ges}}$

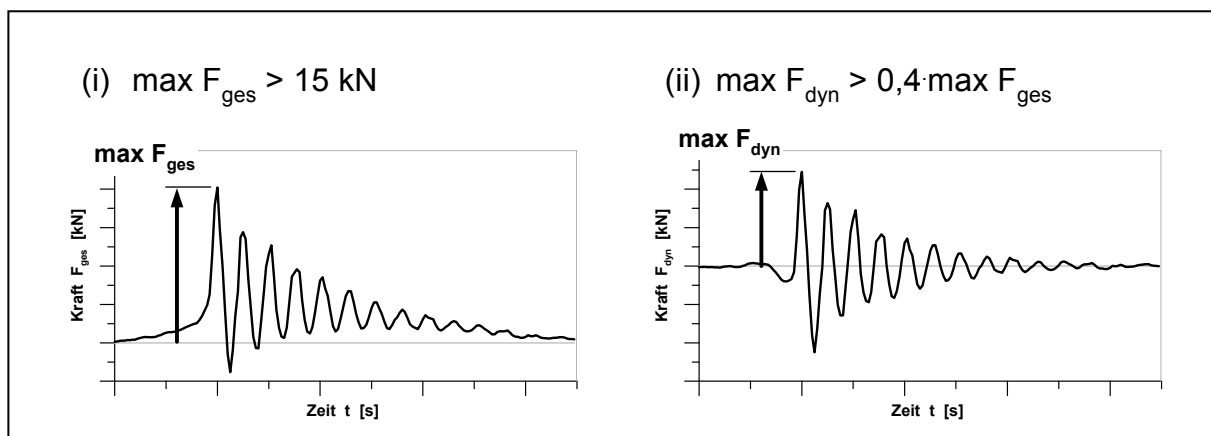


Abb. 4-27: Für die Verifikation berücksichtigte Einzelwellen

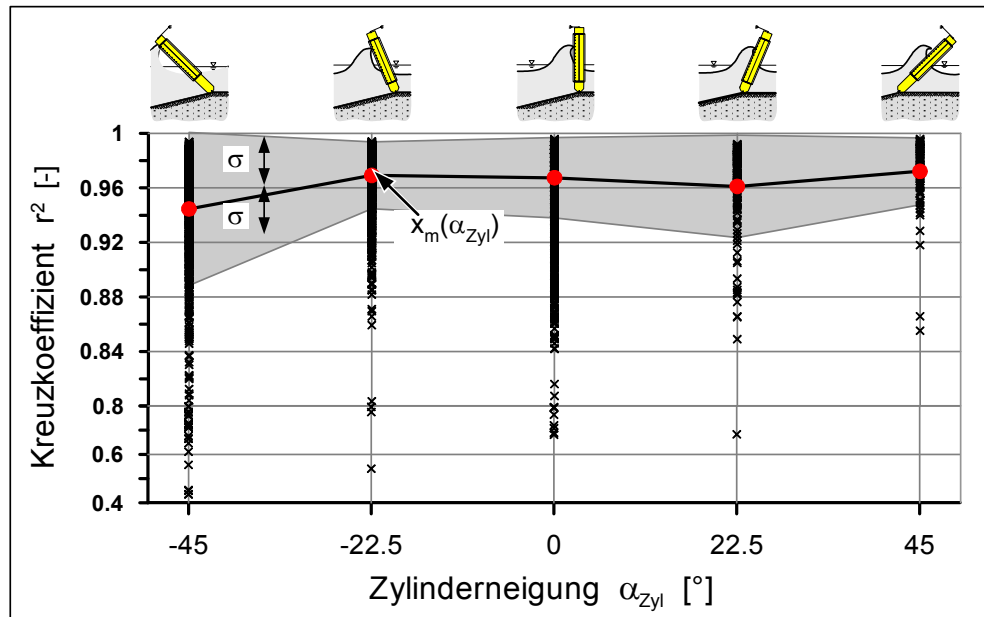
##### 4.2.4.1 Analyse des dynamischen Kraftanteils

Der dynamische Kraftanteil kann als Exponentialfunktion nach [HAPEL 90] in der Form

$$y(t) = A \cdot \cos(\omega_E t) \cdot \exp(-\xi \omega_E t) \quad (4-18)$$

definiert werden. Die Amplitude  $A$  steht für den Anfangswert, der gleich der maximalen dynamischen Belastung ist. Die Eigenkreisfrequenz  $\omega_0$  ergibt sich aus der Eigenfrequenz des Zylinder  $f_E$  und wird ebenso wie die Dämpfungsparameter  $\xi$  als eine Versuchskonstante angesetzt. Die Verifikation des dynamischen Kraftanteils erfolgt durch den Vergleich der in Krafteinheiten gemessenen Zylinderoszillation mit der durch Gl. 4-18 beschriebenen idealen gedämpften Schwingung. Die Variablen  $A$ ,  $\omega_E$  und  $\xi$  werden durch einen „Least Square Fit“ ermittelt. Im Folgenden werden beide Zeitreihen zunächst durch den

Kreuzkoeffizienten  $r^2$  miteinander verglichen. Zusätzlich erfolgt der Vergleich der einzelnen Maxima und Minima.



**Abb. 4-28: rms-Abweichung und Kreuzkoeffizient  $r^2$  aus dem Vergleich der gemessenen dynamischen Kräfte und einer angefitteten Exponentialfunktion**

Die Kreuzkoeffizienten  $r^2$  sind in Abb. 4-28 für die unterschiedlichen Zylinderneigungen aufgetragen. Es wird der ermittelte dynamische Kraftanteil mit einer Exponentialfunktion verglichen. Die  $r^2$ -Mittelwerte für die Zylinderstellungen sind mit einander verbunden und die Standardabweichungen  $\sigma$  der Punktmengen sind grau unterlegt. Die Koeffizienten der Kreuzkorrelation  $r^2$  liegen zu 95% oberhalb von 0,94 - bis auf den Fall des um  $-45^\circ$  geneigten Zylinders. Im Mittel wird in diesen Fällen eine Güte von 0,97 erreicht. Die Übereinstimmung ist demnach sehr gut. Die Anzahl der Werte, die unterhalb der Grenze von 0,9 fallen, ist kleiner als 3%. Für den um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder erhöht sich die Anzahl auf 6%. Die aus den Gesamtkräften bestimmten dynamischen Anteile zeigen also einen engen Zusammenhang mit der idealen gedämpften Schwingung. Dies gilt z.B. nach [HAHN 51] schon für einen Kreuzkoeffizienten oberhalb von 0,8. Demnach repräsentieren die bestimmten Korrelationskoeffizienten einen wahren Wert in der Grundgesamtheit.

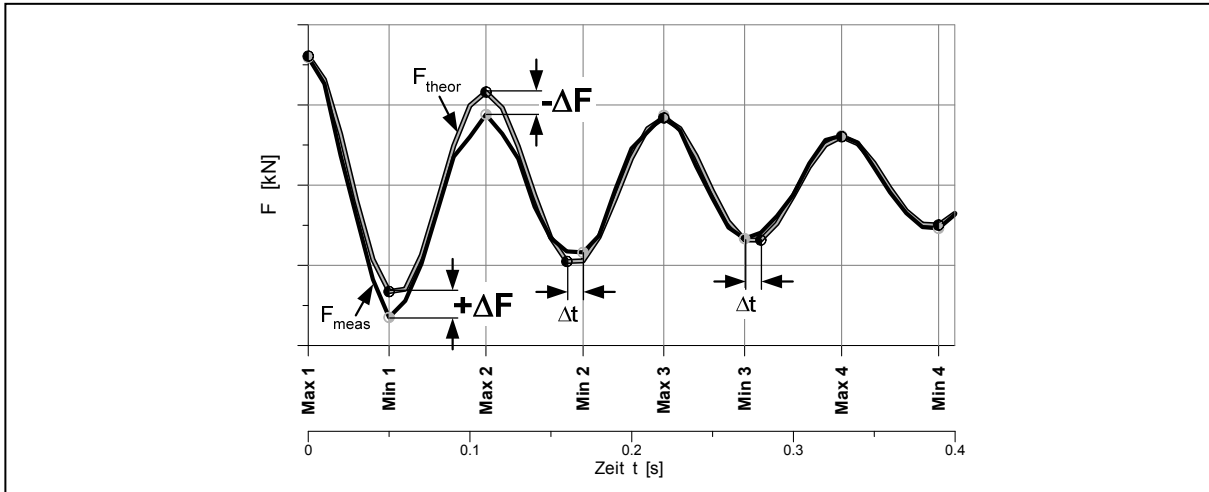


Abb. 4-29: Vergleich der Extremwerte und Definition der Kraftdifferenz  $\Delta F$

Die Amplituden der gemessenen und theoretisch bestimmten Schwingungen werden über die lokalen Extremwerte nach Abb. 4-29 miteinander verglichen. Bei einem direkten Vergleich der einzelnen Zeitschritte können geringe Veränderungen der Schwingungsfrequenz des Zylinders über die Zeit und geringfügige Messungenauigkeiten nicht in der Auswertung berücksichtigt werden. Dies wird durch den Vergleich der Extremwerte umgangen. Abb. 4-29 zeigt z.B. für die Punkte Min 2 und Min 3 einen Zeitversatz. Durch die Extremwertanalyse wird die Zeitinformation vernachlässigt und die möglicherweise zu unterschiedlichen Zeitpunkten auftretenden Extremwerte werden miteinander verglichen. Zu beachten ist die unterschiedliche Definition von  $\Delta F$  für Maxima und Minima. Übersteigt der Betrag der gemessenen Gesamtkraft den berechneten Wert ist  $\Delta F$  positiv definiert. Die Kraftdifferenzen  $\Delta F$  aus dem Vergleich der Extremwerte von dynamischer Kraft  $F_{\text{dyn}}$  und Exponentialfunktion  $F_{\text{theor}}$  ist für den lotrechten Zylinder in Abb. 4-30 und für die geneigten Stellungen in Abb. 4-31 zu sehen. Es sind die Mittelwerte als Punkte und die Standardabweichung als graue Fläche dargestellt zu sehen. Die Standardabweichung ist zum einen vom betrachteten Extremwert abhängig, zum anderen aber auch von der Zylinderneigung. Bei den Extremwerten mit höherer Ordnungszahl ist eine deutlich geringere Standardabweichung feststellbar im Vergleich zu den ersten Extrema. Ebenso nimmt die Streuung für Extrema gleicher Ordnungszahl mit zunehmender Gradzahl der Zylinderneigung ab, wenngleich der Einfluss der Zylinderneigung weitaus geringer ist.



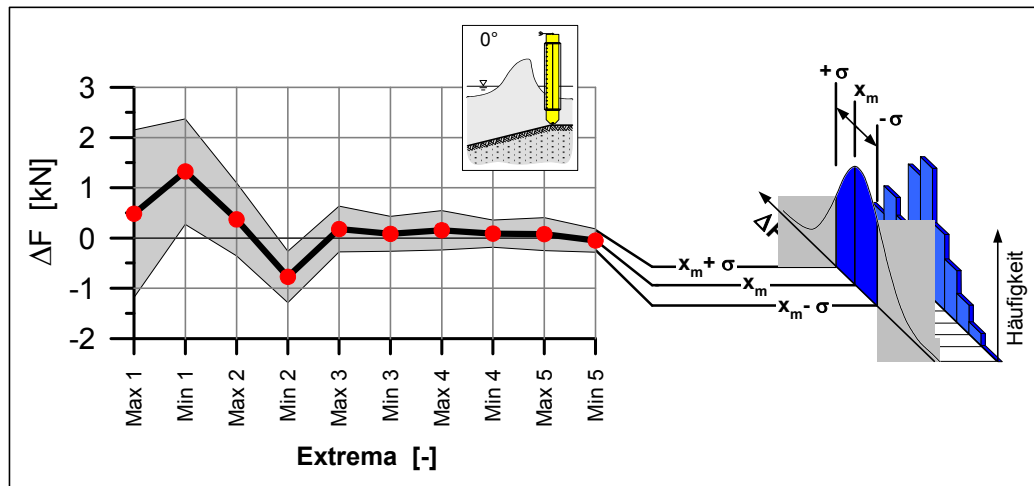


Abb. 4-30: Darstellung der Kraftdifferenzen  $\Delta F$  aus dem Vergleich der Extermwerte von dynamischer Kraft  $F_{\text{dyn}}$  und Exponentialfunktion  $F_{\text{theor}}$  für den lotrechten Zylinder (Definition  $\Delta F$  s. Abb. 4-29).

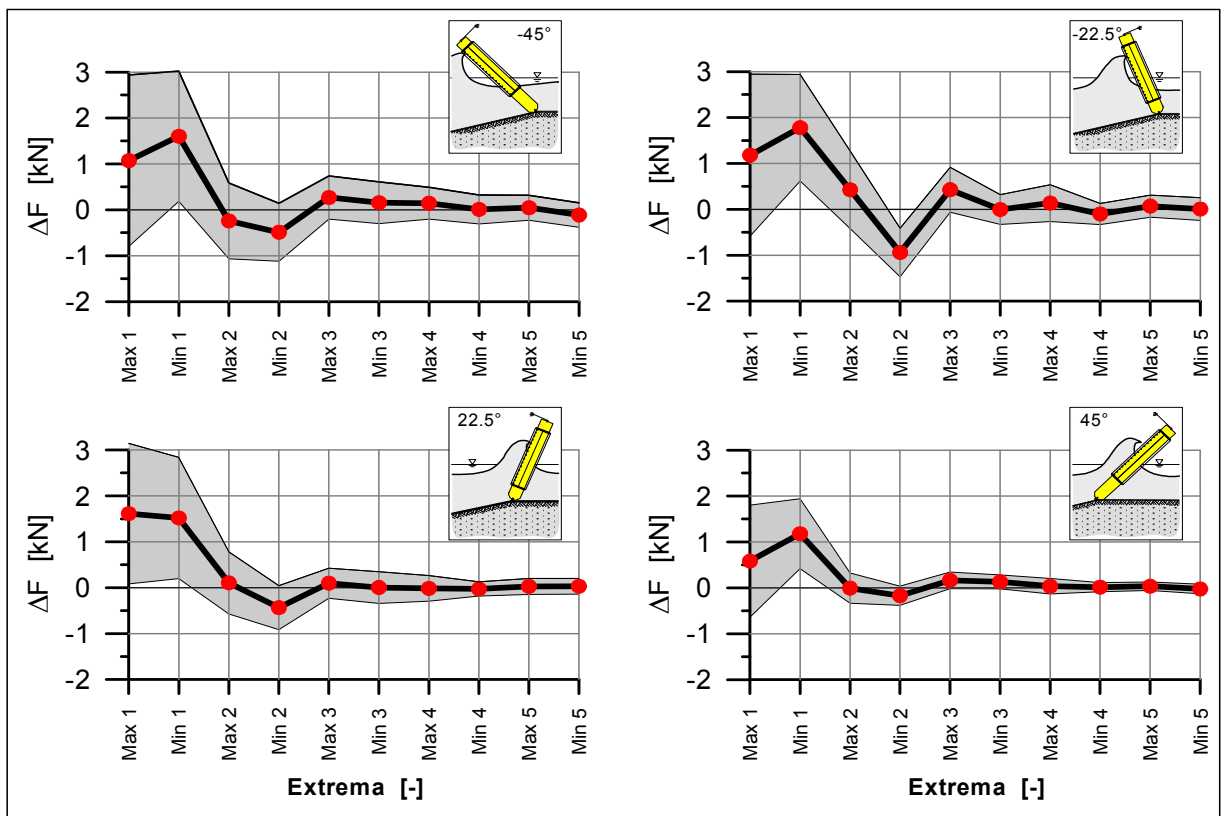


Abb. 4-31: Darstellung der Kraftdifferenzen  $\Delta F$  aus dem Vergleich der Extermwerte von dynamischer Kraft  $F_{\text{dyn}}$  und Exponentialfunktion  $F_{\text{theor}}$  für die geneigten Zylinderstellungen

#### 4.2.4.2 Analyse des quasi-statischen Kraftanteils

Die quasi-statische Kraft soll per Definition keine dynamische Antwort des Zylinders hervorrufen. Um dies zu überprüfen, wurde unter Verwendung der aus dem dynamischen Anteil ermittelten Exponentialfunktion die dynamische Antwort des Zylinders durch den quasi-statischen Kraftanteil berechnet. Das Verhältnis der Maximalwerte ist in Abb. 4-32 zu sehen. Der Maximalwert der berechneten Schwingung beträgt für alle Zylinderneigungen im Mittel ca. 6% der maximalen quasi-statischen Einwirkung. Für die Wellen mit hoher Nichtlinearität wird dieser Wert bei dem um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder deutlich unterschritten. Als Artefakt der EMD - Auswertung besitzt der Peak des quasi-statischen Kraftverlaufs eine ausgeprägte Spitze, wodurch die Anregung des Zylinders entsteht. Daher wird die Definition von der ermittelten quasi-statischen Kraft eingehalten.

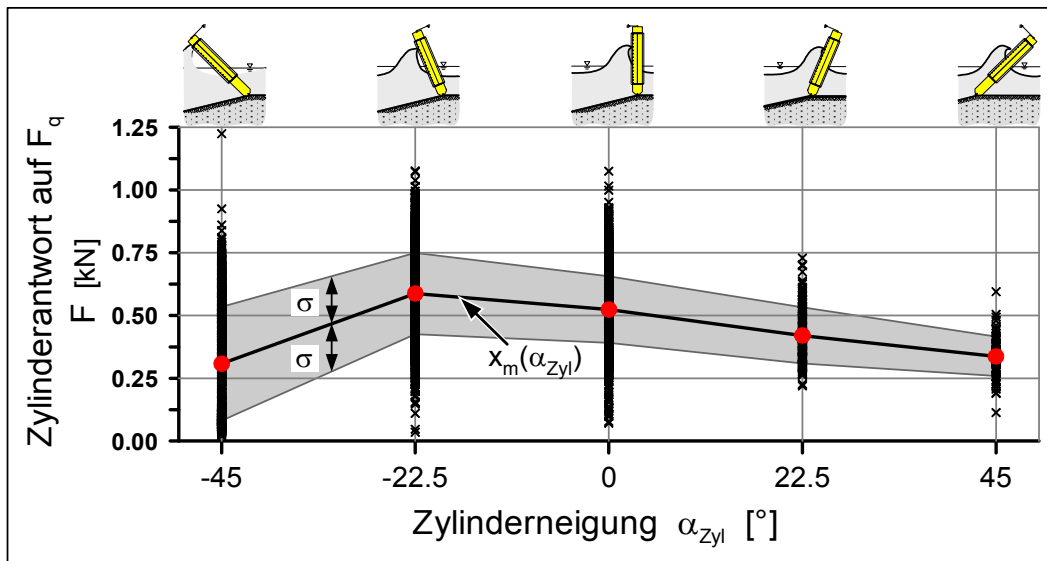


Abb. 4-32: Verhältnis  $\Delta F$  der maximalen dynamischen Kraft ermittelt aus der quasi-statischen Belastung zur maximalen quasi-statischen Kraft für vier Zylinderneigungen

### 4.3 Anwendungsbeispiel und erste Ergebnisse: Auswertung der Kraftmessung

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der Kraftmessung am Zylinder präsentiert. Die Messdaten werden unter Verwendung der vorgestellten Methoden analysiert, so dass die Gesamtkraft, der quasi-statische Kraftanteil und der dynamische Kraftanteil nach Brechpunkt und Brechertyp sortiert dargestellt werden können.

Zunächst ist die normierte gemessene Gesamtkraft zu sehen (Abb. 4-33). Unter idealen Bedingungen wird für diese Größe eine glockenförmige Verteilung erwartet. Diese sind z.B. für die kontrollierten Bedingungen mit transienten Wellenpaketen nahezu vollkommen gegeben und in Abb. 4-8 wird der glockenförmige Verlauf lediglich von den bereits weit vor der Zylinderfront gebrochenen Wellen nicht erfüllt. Bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen ist diese Glockenform nur teilweise zu erkennen (Abb. 4-33). Zum Beispiel zeigt die Verteilung der brechenden Wellen für den Übergangsbereich von Sturz- zu Kollapsbrecher (Abb. 4-33, grün) bei der lotrechten Zylinderposition und dem um  $-22,5^\circ$  geneigten Zylinder ausgeprägte glockenförmige Verteilungen. Beide Verteilungen gehen in einen konstanten horizontalen Ast über, der das normierte quasi-statische Maximum für den Lastfall 5 repräsentiert. Dagegen zeigen die Kollapsbrecher entweder nur einen absteigenden Ast ( $0^\circ$  Zylinderneigung) oder eine dreiecksförmige Verteilung ( $-45^\circ$  Neigung). Damit einher geht eine große Streubreite der Datenpunkte. Weiter ist im Bereich von  $-5 < x_b - x_{cyl} < -4$  für die  $0^\circ$  Position eine zunächst nicht vertrauenswürdig erscheinende Datenlücke zu erkennen, worauf im nächsten Kapitel bei der Analyse des *curling factors* näher eingegangen wird. Die genannten Punkte sind aber nicht einer fehlerhaften Ermittlung des Brechpunktes zuzuschreiben. Vielmehr wird die Krafteinwirkung noch von zusätzlichen Einflussfaktoren, neben der Distanz des Brechpunktes von der Zylinderfront, beeinflusst.

Die Abb. 4-33 zeigt deutlich die Abhängigkeit des Ortes der Maximalbelastung von der Zylinderneigung. Für den um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder tritt der Fall ein, wenn die Welle direkt auf Höhe der Zylinderfront bricht. Mit verringerter Zylinderneigung verschiebt sich die relevante Brecherzone um jeweils 1 m und verharrt für die in Wellenrichtung geneigte Struktur auf einem konstanten Niveau. Ebenso ist der Ort der Maximalbelastung für Kollapsbrecher geringfügig näher an der Struktur. Dies beruht auf der etwas unterschiedlichen Entwicklung während des Brechprozesses und unterschiedlicher Neigungen der Wellenfront. (Abb. 4-11, Abb. 4-12). Außerdem ist nach der vorgestellten Definition des Brechpunktes auf Basis der PTM die Definition des Lastfalls 3 „Welle bricht unmittelbar vor dem Zylinder“ nach [WIENKE 01] zu modifizieren. Das ist definitiv nicht für den in  $-45^\circ$  entgegen der Wellenfortschrittsrichtung geneigten Zylinder korrekt. Hier bricht die Welle im LF 3 direkt auf Höhe der Zylinderfront, bei Kollapsbrecher sogar während sie den Zylinder passiert.

In der nächsten Darstellung sind die Maxima der quasi-statischen Kraft abgebildet (Abb. 4-34). Im optimalen Fall werden je nach Zylinderneigung unterschiedliche horizontale Gerade entsprechend LF 5 wiedergegeben. Dies sind Wellen für die gilt:  $X_b - X_{cyl} > 0$  m. In den Bereichen mit deutlich größerer Gesamtkraft wird der Maximalwert der quasi-statischen Kraft jedoch überschätzt. Hier wird die bereits angesprochene Überschätzung der Maxima aufgrund von sehr großen Kraftamplituden der dynamischen Einwirkung sichtbar. Folglich ist hier die untere Grenze der Punktwolken als Referenzwert für die quasi-statische Kraft heranzuziehen.

Bezugnehmend auf die eingangs gegebene Beschreibung der Lastfälle Tab. 4-1 und den korrespondierenden beispielhaften Zeitreihen der Gesamtkräfte in Abb. 4-2 kann somit folgende Annahme bestätigt werden:

$$F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 5) = F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 1 \div 4). \quad (4-19)$$

Wobei zu beachten ist, dass

$$F_{\text{ges}}(\text{LF } 5) = F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 5) + 0 \quad \text{während} \quad (4-20)$$

$$F_{\text{ges}}(\text{LF } 1 \div 4) = F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 5) + F_{\text{meas,dyn}}(\text{LF } 1 \div 4). \quad (4-21)$$

Die Wellen des Lastfall 6 liegen weitestgehend außerhalb des dargestellten Bereichs, da diese gar nicht oder sehr weit hinter dem Zylinder brechen mit  $(X_b - X_{\text{cyl}}) \geq 3 \div \infty \text{ m}$ . Für Kollapsbrecher und einer Zylinderneigung von  $45^\circ$  sind aufgrund der Verschiebung des Ortes der Maximalbelastung von der Zylinderneigung einige Wellen des LF 6 zu sehen. Hier gilt:

$$F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 5) > F_{\text{wave,q}}(\text{LF } 6) \quad (4-22)$$

Im Vergleich zur Amplitude des dynamischen Kraftanteils in Abb. 4-35 ist die Abweichung bei der quasi-statischen Kraft akzeptabel. Der dynamische Kraftanteil schwankt sehr stark, da die Stoßkraft der Welle schon bei geringfügigen Änderungen des Wellenaufschlags variiert. Dies können z.B. instationäre Bedingungen bei der Ausbildung der Brecherzone oder Beeinflussungen durch vorangegangene Brecher sein. Die Einhüllende der Daten zeigt dann die Relevanz der Stoßkraft im Flachwasser, da die dynamische Belastung deutlich größere Werte annehmen kann als die Einwirkung aus einer nicht brechenden Welle und diese im Einzelfall um das Zweifache übersteigt.

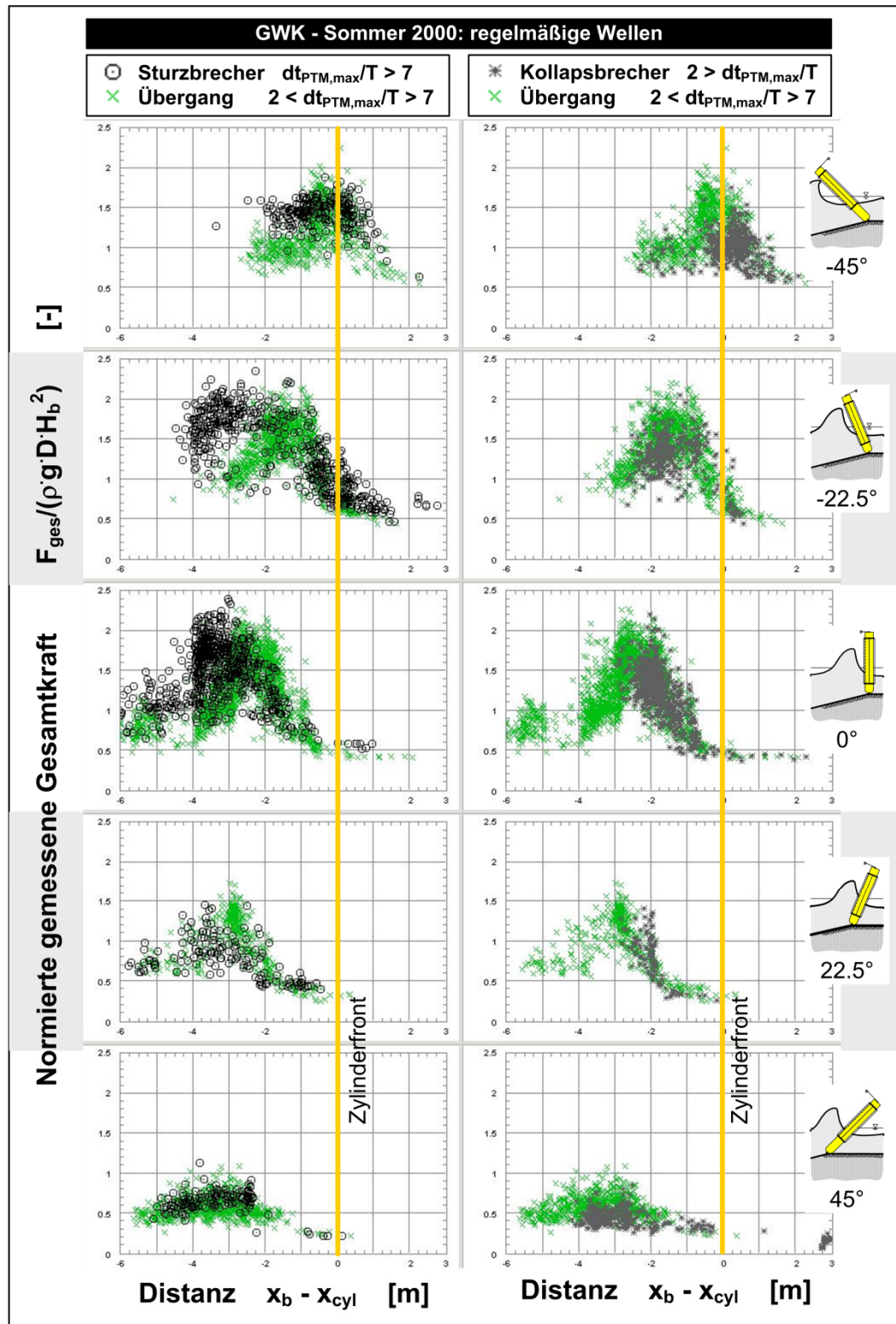


Abb. 4-33: Darstellung der normierten gemessenen Gesamtkraft  $F_{ges}$  in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für fünf Zylinderneigungen sowie nach Brechertypen sortiert.

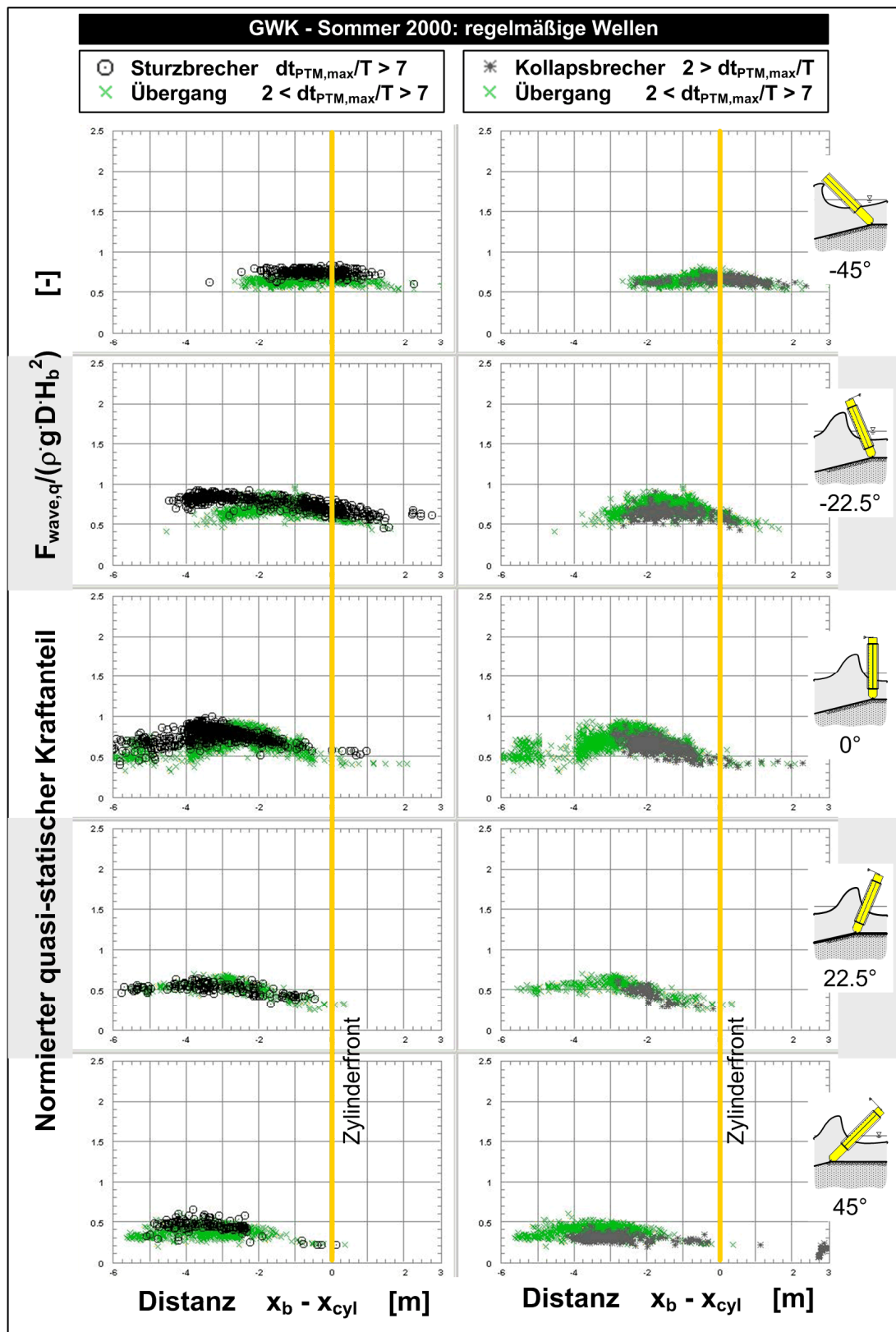


Abb. 4-34: Darstellung der Maxima des normierten quasi-statischen Kraftanteils  $F_{wave,q}$  in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für unterschiedliche Zylinderneigungen und Brechertypen getrennt dargestellt.

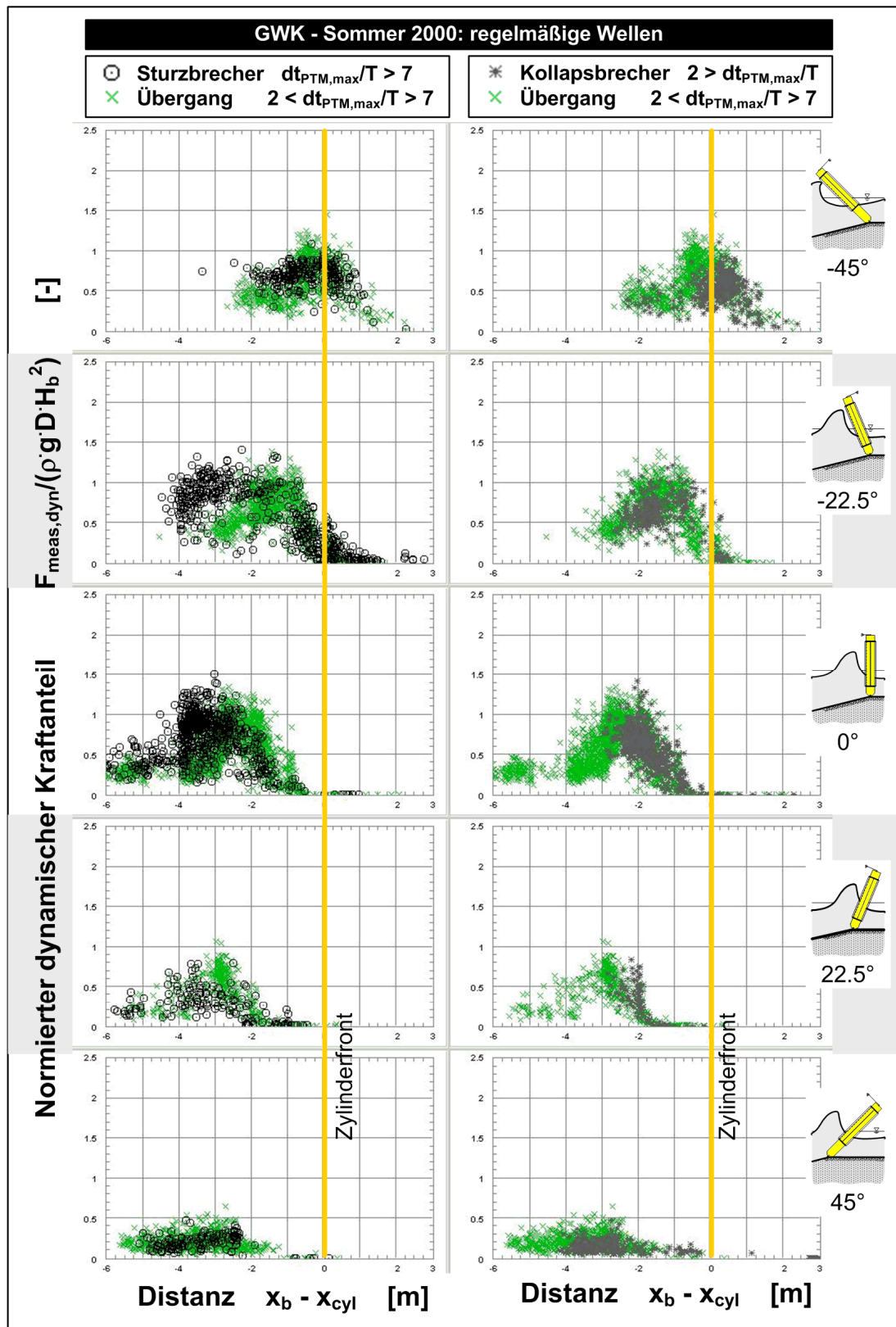


Abb. 4-35: Darstellung der Maxima des normierten dynamischen Kraftanteils  $F_{meas,dyn}$  in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront für unterschiedliche Zylinderneigungen und Brechertypen getrennt dargestellt.



## 4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Methoden zur Auswertung der Messdaten vorgestellt, die für eine systematische Analyse der Welleneinwirkung notwendig sind. Ein Lastfall ist demnach definiert durch

- (i) den Abstand des Brechpunktes zur Zylinderfront, wofür ein Brechkriterium auf Basis der PTM verwendet wurde, sowie
- (ii) den Brechertyp, der ebenfalls anhand der Charakteristika der HT-Frequenzen auf Basis der PTM ermittelt wurde.

Anschließend wird die gemessene Gesamtkraft in einen quasi-statischen und dynamischen Kraftanteil zerlegt. Den Kern dieser Methode bildet die EMD.

Als Brechkriterium wurde die PTM nach[ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] verwendet und der Schwellwert für Sturzbrecher verifiziert. Das Verfahren ist robuster und verlässlicher als die visuelle Auswertung, wie aus der Gegenüberstellung der normierten gemessenen Gesamtkraft ersichtlich ist (Abb. 4-7, Abb. 4-8). Anhand der Hilbert-Transformation der gemessenen Wasserspiegelauslenkung werden somit hinreichend lokale Informationen über die Wellenform bereitgestellt, so dass die äußerst sensitive dynamische Reaktion des Zylinders mit dem Brechpunkt der einlaufenden Welle in Verbindung gesetzt werden kann. Die Einteilung der Wellen erfolgt mittels der PTM viel genauer und deutlich effizienter als dies mit einer visuellen Analyse möglich wäre. Außerdem ist das Verfahren robuster und viel objektiver, da eine gewisse Subjektivität bei der Definition des Brechpunktes bei visuellen Analysen nicht vermieden werden kann. Abschließend bleibt einschränkend zu erwähnen, dass der Schwellwert lediglich für Sturzbrecher auf horizontaler Sohle verifiziert werden konnte. Die hohe Geschwindigkeit des Transformationsprozesses auf der Böschung ließ keine verlässliche Auswertung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln zu. Hierzu wäre definitiv eine Hochgeschwindigkeitskamera zur visuellen Verifikation der Brecherentwicklung notwendig gewesen. Eine höhere räumliche Auflösung der Wellenpegel wäre für die Überprüfung eines Schwellwertes ebenfalls wünschenswert. Für die Anwendung der Methode wurden ausreichend Wellenpegel eingesetzt.

Die Ermittlung des Brechertyps erfolgte ebenfalls im Zeit-Frequenz Bereich. Die Verwendung der Brecherkennzahl im Brechpunkt, die auf globalen Wellenparametern beruht, ergab für die Bedingungen auf der Böschung kein zufriedenstellendes Ergebnis. Nach einer Videoanalyse konnte anhand der von [GALVIN 68] definierten Brecherkammneigung für die Bedingungen auf der Böschung sowohl Sturz- als auch Kollapsbrecher identifiziert werden. Darauf aufbauend wurde ein Parameter vorgestellt, der diese Brechertypen unterscheiden konnte. Eine exakte Ermittlung eines Schwellwertes zur genaueren Abgrenzung von einzelnen Brecherformen und zur Einordnung von Übergangsformen wurde nicht vorgenommen.

In der vorgestellten Methode zur Zerlegung der gemessenen Gesamtkraft werden ein FFT-Tiefpassfilter und die EMD zur Trennung der quasi - statischen Kraftanteile kombiniert. Hierdurch wird die Krafttrennung eindeutig und wird nicht durch äußere Parameter beeinflusst. Die Abschneidefrequenz der Tiefpassfilters wird aus der Messung bestimmt. Durch die Festlegung der Eigenfrequenz des Testzylinders als Abschneidefrequenz ist sichergestellt, dass die Amplitude des quasi - statischen Kraftanteils nicht verringert wird. Bei der anschließenden Modenzerlegung mittels der EMD entfällt die Zuordnung einzelner IMFs zu einem Kraftanteil, da die Trennung in einem Schritt erfolgt. Zudem ist die Krafttrennung auf alle untersuchten Zeitreihen gleichermaßen anwendbar.

Die Verifikation der Krafttrennungsmethode ergab eine systematische Unterschätzung der dynamischen Maximalkraft (positives  $\Delta F$  für Max 1 in Abb. 4-30&Abb. 4-31). Auch das erste darauf folgende Minimum Min 1 wird durch die vorgestellte Methode der Krafttrennung geringfügig unterschätzt. Alle folgenden



Maxima werden mit großer Genauigkeit bestimmt. Dies ist bei der späteren Analyse der dynamischen Kraft zu beachten. Der Vergleich der dynamischen Belastung mit einer idealen, gedämpften Schwingung sollte nicht über das Kraftmaximum erstellt werden, da hier die Ungenauigkeiten in der Krafttrennung am größten sind. Vielmehr sollte die Schwingung unter Vernachlässigung der ersten beiden Extrema an die darauf folgenden Extrempunkte angefügt werden. Die Absolutwerte der Abweichungen sind jedoch so gering, dass sie die Ergebnisse der Druckschlagauswertung nicht maßgeblich beeinflussen.

Abschließend wurden diese Werkzeuge zur Darstellung der gemessenen Gesamtkraft eingesetzt. Es zeigt sich, dass der Abstand des Brechpunktes zur Zylinderfront nicht alle Einflussgrößen auf den Maximalwert der Gesamtbelastung beinhaltet. Durch unvermeidbare Störungen in den Versuchen- Überlagerungen mit anderen Wellen, Überlagerung mit reflektierten Wellen, Überschreiten des Böschungsknicks o.ä. -kommt es in den LF 1 - LF 4 erwartungsgemäß zu großen Streuungen für Wellen mit identischem Brechpunkt. Die Darstellungen heben jedoch die Abhängigkeit der für die Maximalbelastung maßgeblichen Brecherzone von der jeweiligen Zylinderneigung hervor. So liegt diese Brecherzone für eine Zylinderneigung von  $-45^\circ$  direkt auf Höhe der Zylinderfront, während bei der lotrechten Position die Brechpunkte 2-3 m vor dem Zylinder maßgeblich werden. Ebenso werden kleinere Unterschiede für Sturz- und Kollapsbrecher festgestellt. So liegt die Brecherzone für Kollapsbrecher geringfügig näher zur Zylinderfront, was auf eine steilere Wellenfront zurückzuführen ist.

Auf Basis der dargestellten Ergebnisse kann der Vergleich mit theoretischen Beschreibungen erfolgen.



## 5 Dynamischer Kraftanteil und Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$

Die Analyse der maximal gemessenen Gesamtkraft oder des Maximalwertes des dynamischen Kraftanteils liefert ausschließlich für die Messstruktur charakteristische Daten. Die Werte repräsentieren die Bauwerksreaktion und nicht die Einwirkung. Erst die Verwendung der Analysemethodik von [WIENKE&OUMERACI 05] ermöglicht die Ermittlung der Einwirkung der Welle auf indirektem Wege.

Als maßgebliche Eingangsparameter in die theoretische Beschreibung der Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  sind die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$  und der *curling* Faktor  $\lambda$  zu nennen. Die folgende Auswertung folgt den Analyseschritten: (i) Ermittlung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit, (ii) Berechnung der Linienkraft nach [WIENKE&OUMERACI 05] und (iii) Ermittlung des *curling* Faktors aus der berechneten Gesamteinwirkung und der Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$ . Dabei wäre es natürlich wünschenswert die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit theoretisch beschreiben zu können. Dies wird ebenfalls im nächsten Abschnitt diskutiert.

### 5.1 Wellenfortschrittsgeschwindigkeit und Wellenlänge

#### 5.1.1 Theoretische Vergleichsanalyse

In der einfachsten Form der Dispersionsbeziehung ohne Berücksichtigung des Einflusses einer Strömung, des Massentransports und der Wellenhöhe ist die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$  einer Welle über die Dispersionsgleichung für Tiefwasser mit der Wellenlänge  $L$  und der Wellenperiode  $T$  verknüpft, so dass gilt

$$5-1 \quad \sigma - \sqrt{gk \tanh(kd)} = \frac{2\pi}{T} - \sqrt{g \frac{2\pi}{L} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)} = 0. \quad (5-1)$$

Hierbei handelt es sich um eine implizite Formulierung der so genannten linearen Dispersionsbeziehung. Aus den Näherungen für  $\tanh(kd)$  im Tief- und Flachwasserbereich lassen sich die bekannten Vereinfachungen ableiten:

$$5-2 \quad \begin{aligned} \text{Tiefwasser: } \tanh(kd) &\rightarrow 1 & L_0 &= \frac{g}{2\pi} T^2 = 1.56 \cdot T^2 \\ \text{Flachwasser: } \tanh(kd) &\rightarrow \infty & C &= \frac{L}{T} = \sqrt{gd} \end{aligned} \quad (5-2)$$

Um zu Gl. 5-2 zu gelangen sind Vereinfachungen anzunehmen, die von [FENTON&MCKEE 90] zusammengefasst werden. Unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen nähern sie Gl. 5-2 in expliziter Form an zu:

$$5-3 \quad L = \frac{gT^2}{2\pi} \left( \tanh \left[ \frac{2\pi}{T} \sqrt{\frac{d}{g}} \right]^{3/2} \right)^{2/3}. \quad (5-3)$$

Die lineare Dispersionsbeziehung wird durch Gl. 5-3 mit absolut ausreichender Genauigkeit wiedergegeben, insbesondere wenn man sich die Abweichung beider Formulierungen zum realen physikalischen Prozess vor Augen hält. In Bezug auf die Versuchsreihe 2 *Serie B - GWK Sommer 2000* sind die Annahme einer horizontalen Sohle und die Vernachlässigung des Einflusses der Wellenhöhe von größerer Bedeutung und können in den linearen Formulierungen nicht berücksichtigt werden. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Nichtlinearität der Wellen auf die berechnete Wellenlänge - und somit der Berücksichtigung

der Wellenhöhe - sind die Werte verschiedener Modelle in Abb. 5-1 gegeneinander aufgetragen. Den Referenzwert für  $L/L = 1$  stellt die lineare Dispersionsbeziehung in Gl. 5-1 dar. Hierzu sind die Werte nach Gl. 5-3 und einer periodischen Wellentheorie, der Fourier - Theorie nach [SOBEY 89] (XV. Ordnung), mit steigender Wellenhöhe ins Verhältnis gesetzt. Die Grenzwellenhöhe  $H_{lim}$  ist nach der theoretisch ermittelten Grenze von [WILLIAMS 81] (Gl. 2-5) berechnet. Die Verwendung der expliziten Näherung oder einer kleinen Wellenhöhe als Eingangswert einer periodischen Wellentheorie führt praktisch zum gleichen Ergebnis wie die lineare Lösung. Wie von [FENTON&MCKEE 90] ausdrücklich betont und aus Abb. 5-1 deutlich erkennbar, ist die Abweichung von implizierter (Gl. 5-1) und explizierter (Gl. 5-3) linearen Dispersionsgleichung vernachlässigbar, wenn man den Einfluss z.B. der Wellenhöhe auf das Ergebnis in Betracht zieht. So nimmt die Wellenlänge mit zunehmender Wellenhöhe zu, bis auf eine Differenz von 19,1 % im Maximum.

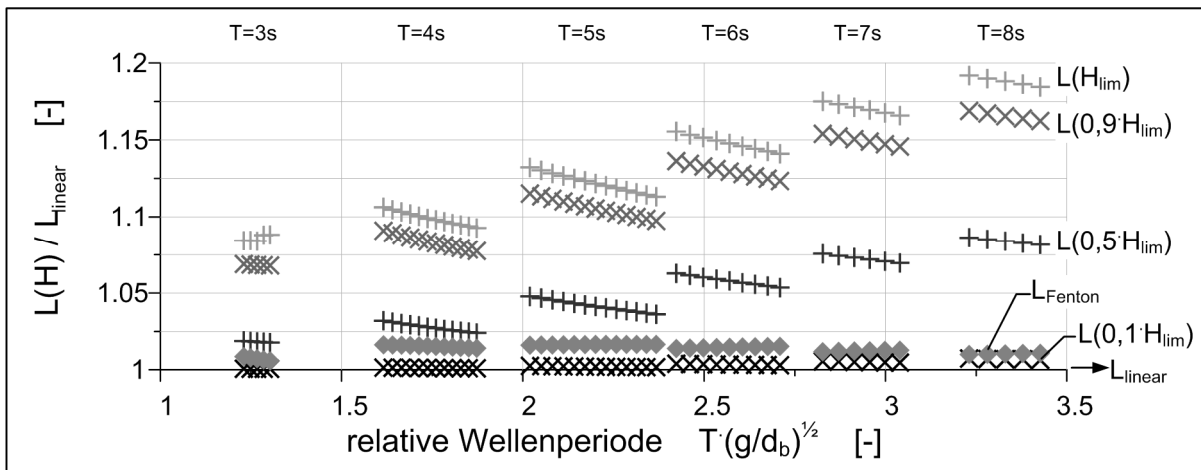


Abb. 5-1: Theoretische Vergleichsanalyse zum Einfluss der Nichtlinearität auf die Wellenlängen aus der Berücksichtigung der Wellenhöhe; Referenz  $L_{linear}$ : lineare implizite Dispersionsgleichung,  $L_{Fenton}$ : explizite Näherung nach [FENTON&MCKEE 90],  $L(H)$ : Fourier - Theorie mit veränderlicher Wellenhöhe (Sobey 1989, XV. Ordnung).

### 5.1.2 Vergleich mit Messergebnissen

Die Ermittlung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit erfolgt aus dem Fortschritt des Schwerpunktes der gemessenen positiven Wasserspiegelauslenkung benachbarter Wellenpegel und wurde von [WIENKE 01] vorgestellt. Der Übersichtlichkeit halber werden aus dem vorherigen Abschnitt nur die Varianten  $L(H_{lim})$ ,  $L(0,9H_{lim})$  und  $L_{Fenton}$  weiter untersucht. Die Geschwindigkeiten sind aus der Beziehung  $C = L/T$  zu berechnen. Ebenfalls sind in Abb. 5-2 Geschwindigkeiten für eine Flachwasserwelle nach Gl. 5-2 abgebildet. Die Übereinstimmung der Flachwassergleichung mit den Messwerten für  $T = 4s$  ist zufällig und nicht allgemein für alle Versuchsbedingungen gültig. Dagegen wird die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bei Vernachlässigung der Nichtlinearitäten (linearer Dispersion oder [FENTON&MCKEE 90]) konstant unterschätzt, lediglich für geringe Wellenperioden hat die Höhendispersion nur geringen Einfluss.

Im Mittel erstaunlich gut werden die Messdaten anhand der periodischen Wellentheorie nachgebildet. Für geringe Wellenperioden liegt die theoretische Vorhersage oberhalb der mittleren Wellenfortschrittsgeschwindigkeit. Dies kehrt sich um für höhere Perioden. Die Reduzierung der Grenzwellenhöhe auf  $0,9H_{lim}$  zeigt im Vergleich zur Streuung der Messdaten keine nennenswerte Veränderung des Ergebnisses. Dies kann im Bezug auf die numerische Stabilität der Wellentheorie und zur Vermeidung mathematischer Artefakte zum Vorteil genutzt werden.

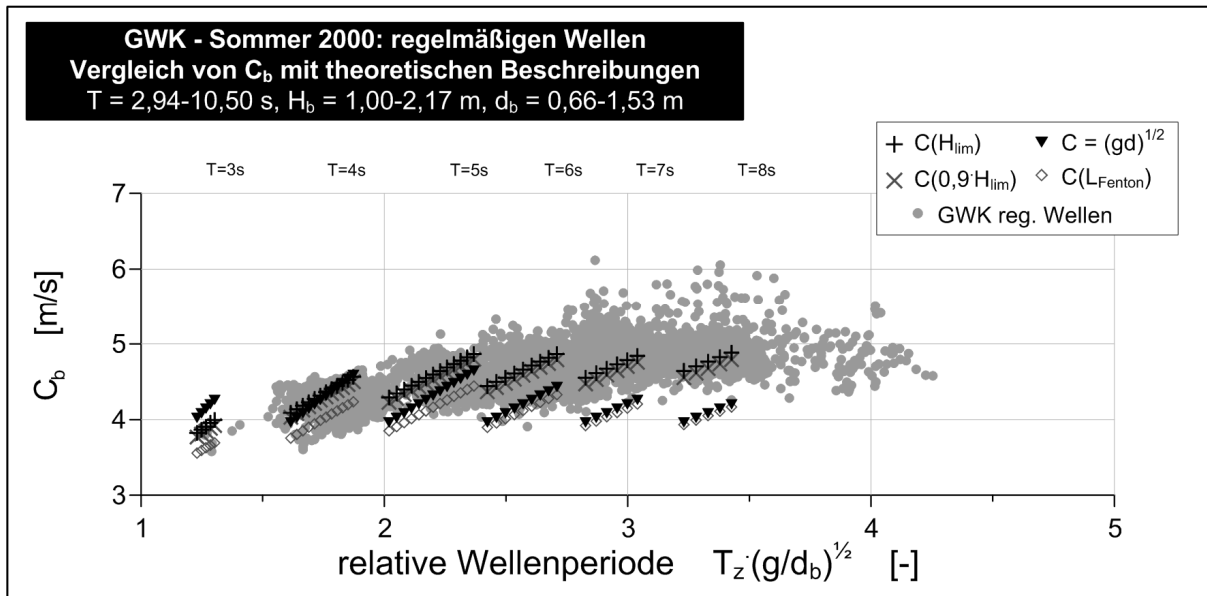


Abb. 5-2: Vergleich der gemessenen Wellenfortschrittgeschwindigkeit im Brechpunkt  $C_b$  mit theoretischen Beschreibungen. Mit guter Näherung kann die Wellenfortschrittgeschwindigkeit anhand einer periodischen Wellentheorie und  $H_{lim}$  nach [WILLIAMS 81] abgeschätzt werden.

Der Fehler setzt sich zusammen aus den veränderlichen Versuchsbedingungen, dem Fehler der Wasserspiegelmessung, Unsicherheiten bei der Ermittlung der Wassertiefe und Unsicherheiten der Methode zur Ermittlung der Wellenfortschrittgeschwindigkeit. Aufgrund der äußerst schnellen Wellentransformation auf dem steilen Strand und dem lokal begrenzten Brechprozess variieren die Versuchsbedingungen während der Tests. Es kommt z.B. zu einem Massentransport (*set-down*) und der Bildung von Sekundärwellen, die weder in der theoretischen Beschreibung noch in der Auswertung erfasst werden. Der Fehler der Wasserspiegelauslenkung ist hier von untergeordneter Bedeutung ([WIENKE 01]). Die lokale Wassertiefe sollte im Mittel aufgrund einer sich durch Sandablagerungen verringernden Tiefe überschätzt werden. Eine systematische Überschätzung der Wellenfortschrittgeschwindigkeit kann aber nicht aus Abb. 5-2 abgeleitet werden.

Die große Variation der Messpunkte ist in jedem Fall bei der Bewertung der ermittelten Stoßkräfte zu berücksichtigen. So ist mit einer Unsicherheit von mindestens 5% - im Einzelfall größer - auszugehen. Dies führt zu einem Fehler von 10% bei der Ermittlung der Stoßkraft.

Zur Darstellung des Einflusses der veränderlichen Versuchsbedingungen zeigt Abb. 5-4 die ersten Wellen eines jeden Versuchs im Vergleich zu allen Wellenereignissen. Es sind jeweils die Wellen 13 blau dargestellt und die gemessene Wellenfortschrittgeschwindigkeit  $C_b$  ist ins Verhältnis zu  $C_{Hlim}$  gesetzt. Diese ist anhand einer Fourier Theorie ermittelt für eine Wellenhöhe von  $0.95 \cdot H_{lim}$  nach [WILLIAMS 81].

Für die Ermittlung der Stoßkraft sind die Wellen, die im Nahbereich des Zylinders brechen, von besonderer Bedeutung, so dass die Werte über den Abstand der Brechpunktes zur Zylinderfront, gesondert für die Brechertypen und Zylinderneigungen, aufgetragen sind. Zunächst ist festzustellen, dass für alle Bedingungen die Variation der Messpunkte deutlich reduziert wird, wenn nur die ersten Wellen eines Versuchs betrachtet werden. Insbesondere für die Sturzbrecher zeigt sich ein deutlicher Trend in Abhängigkeit von  $x_b - x_{cyl}$ . Somit beeinflussen die sich ausbildende Brecherzone und damit einhergehende unruhige Wasserspiegeloberfläche das Ergebnis stark. Ebenso können Reflexionen vom hinteren Kanalende das Ergebnis verfälschen. Für die lotrechte Position ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ ) wird aber auch der Einfluss des Böschungsknicks sichtbar. Der Böschungsknick ist dann identisch mit einer Distanz von  $x_b - x_{cyl} = 0m$ . Im Bereich von  $x_b -$

$x_{cyl} < -2m$  sind die Messdaten mit der theoretischen Vorhersage praktisch identisch. Fällt der Brechpunkt dagegen auf den Böschungsknick wird die gemessene Wellenfortschrittsgeschwindigkeit systematisch unterschätzt. Zudem ist die Ungenauigkeit für die Kollapsbrecher, und somit längeren Wellen, größer. Folglich wird das Wellenbrechen ebenfalls durch die Diskontinuität der Sohlneigung induziert.

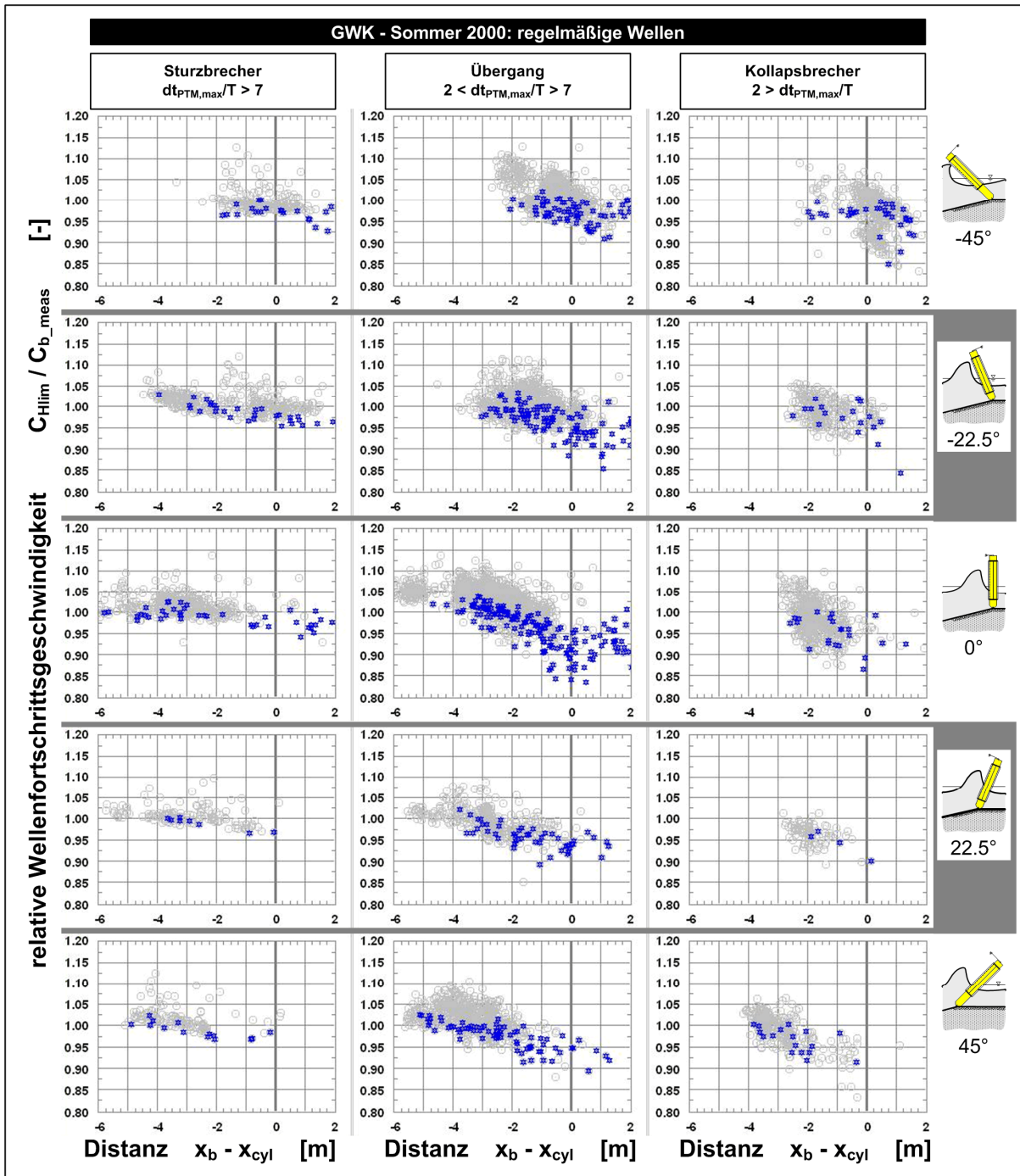


Abb. 5-3: Verhältnis der gemessenen Wellenfortschrittsgeschwindigkeit im Brechpunkt  $C_b$  mit der theoretischen Beschreibung  $C_{Hlim}$  für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen.  $C_{Hlim}$  basiert auf [SOBEY 89] (XXVII. Ordnung,  $N=113$ ) und  $0.95 \cdot H_{lim}$  nach [WILLIAMS 81].

Der Brechvorgang kann in den Versuchen mit geneigter Sohle vor Erreichen des tiefeninduzierten Equilibriums einsetzen. Hierdurch bricht die Welle bevor das Aufsteilen der Wellen sowie die Reduzierung der

Wellenfortschrittsgeschwindigkeit den Brechprozess auslösen würden. Der Einfluss ist stark abhängig von der Wellenlänge. In den Bereichen der maximalen Gesamtkraft (Abb. 4-33), die für die Analyse der Stoßkraft relevant sind, ist dieser Einfluss jedoch gering. Bei gesonderter Betrachtung der ersten Wellen jedes Versuchs ist zudem eine deutliche Reduzierung der mit der Ermittlung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit verbundenen Unsicherheiten möglich.

Für die Ermittlung der Stoßkraft ist die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit anhand einer theoretischen Beschreibung der Welle mit guter Näherung vorherzusagen. Diese theoretische Beschreibung ist nicht die lineare Dispersionsgleichung, sondern eine periodische Wellentheorie hoher Ordnung oder eine äquivalente nichtlineare Beschreibung. Als Eingangsgrößen sind lediglich die Wassertiefe und die Wellenperiode vorzugeben, die Grenzwellenhöhe  $H_{\text{lim}}$  ist nach Gl. 2-5 zu ermitteln. Zur Erhöhung der numerischen Stabilität kann die Grenzwellenhöhe auf  $0.95 \cdot H_{\text{lim}}$  ohne Genauigkeitseinbußen reduziert werden.

## 5.2 Stoßkraft $F_{\text{wave,S}}$

Die Stoßkraft  $F_{\text{wave,S}}$  wird mit der von [WIENKE 01] vorgestellten 3-D Druckschlagbeschreibung aus der Zeitreihe der dynamischen Belastung aus Abb. 4-35 bestimmt. Das Zeitverhalten der Stoßkraft ist dabei vorgegeben. Die Größe des Maximalwerts wird aus einer Faltung der dynamischen Belastung berechnet. Das Vorgehen ist ausführlich in [WIENKE 01] beschrieben, wobei in folgenden Punkten abweichend vorgegangen wurde.

Zunächst wurden Gl. 2-14 und Gl. 2-15 bei der Ermittlung der Einheitsstoßkraft berücksichtigt. Weiter wird die Intensität der Stoßkraft unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Abschnitt 4.2.4.1 nicht über das Maximum, sondern über eine Anpassung an die Extrema Max 2-5 und Min 2-5 (Abb. 4-30, Abb. 4-31) ermittelt. Dieses Vorgehen kann dann aber nur für eine ausgeprägte dynamische Kraft erfolgen, da ansonsten die Annahme einer gedämpften Schwingung nicht mehr gültig ist. Andere Einflussfaktoren gewinnen dann gegenüber der verringerten Zylinderoszillation an Bedeutung wie die Strömungsablösung, oder Veränderung der mitbewegten Wassermasse. Somit werden nur Einzelereignisse mit einer maximalen dynamischen Kraft von mehr als 5 kN ausgewertet werden. Gleiches gilt dann zwangsläufig für die Ermittlung des *curling* Faktors.

In Abb. 5-4 ist die aus allen regelmäßigen Wellen ermittelte normierte Stoßkraft für unterschiedliche Zylinderneigungen aufgetragen. Den Ergebnissen aus Abb. 5-3 wird insofern Rechnung getragen, als dass hier ebenfalls die ersten drei Wellen eines jeden Versuchs hervorgehoben sind (★). Diese Filterung der Messdaten verringert die Streuung und die Abhängigkeit der Stoßkraft vom Abstand des Brechpunktes zur Zylinderfront tritt deutlicher hervor. Für den  $22,5^\circ$  in Wellenrichtung geneigten Zylinder liegt dann jedoch nur noch für den Übergangsbereich eine ausreichende Anzahl an Ergebnissen für eine Abschätzung der Maximalbelastung vor. Ebenfalls wird nach der strengen Definition der Kollapsbrecher kein Lastfall 1 für den lotrechten Zylinder ausgegeben (ca.  $X_b - x_{\text{cyl}} < -3.5\text{m}$ ).

Die normierte Stoßkraft ist bei Sturzbrechern für  $\alpha_{\text{cyl}} = +22,5^\circ$  maximal, dagegen tritt der Maximalwert für Kollapsbrecher bei den Untersuchungen mit einem lotrechten Zylinder auf. Nach Gl. 2-22 ist folglich von einer unterschiedlichen Neigung des für den Druckschlag relevanten Bereichs der Wellenfront auszugehen. Gl. 2-22 für zwei unterschiedliche Neigungen der Aufschlagfläche in Abb. 5-5 den Maximalwerten der Stoßkraft gegenübergestellt. Die Neigung der Wellenfront von  $\beta = -45^\circ$  wird schon von [WIENKE 01] für Sturzbrecher berichtet und es ergibt sich auch hier eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten. Zusätzlich wird eine Vergleichsgerade für  $\beta = -30^\circ$  dargestellt. Für einen Neigungswinkel des Zylinders von  $\alpha_{\text{cyl}} = -45^\circ$  wird die Front der Kollapsbrecher hiermit überschätzt, für alle folgenden ist dagegen eine gute Übereinstimmung zu sehen. Die Ergebnisse bestätigen ebenfalls die von



[WIENKE 01] diskutierte steilere Wellenfrontneigung für den in Wellenrichtung geneigten Zylinder. Dieses Ergebnis wird durch die visuelle Analyse und der von [GALVIN 68] berichteten verschiedenen Brecherkammneigungen für Sturz- und Kollapsbrecher bestätigt.

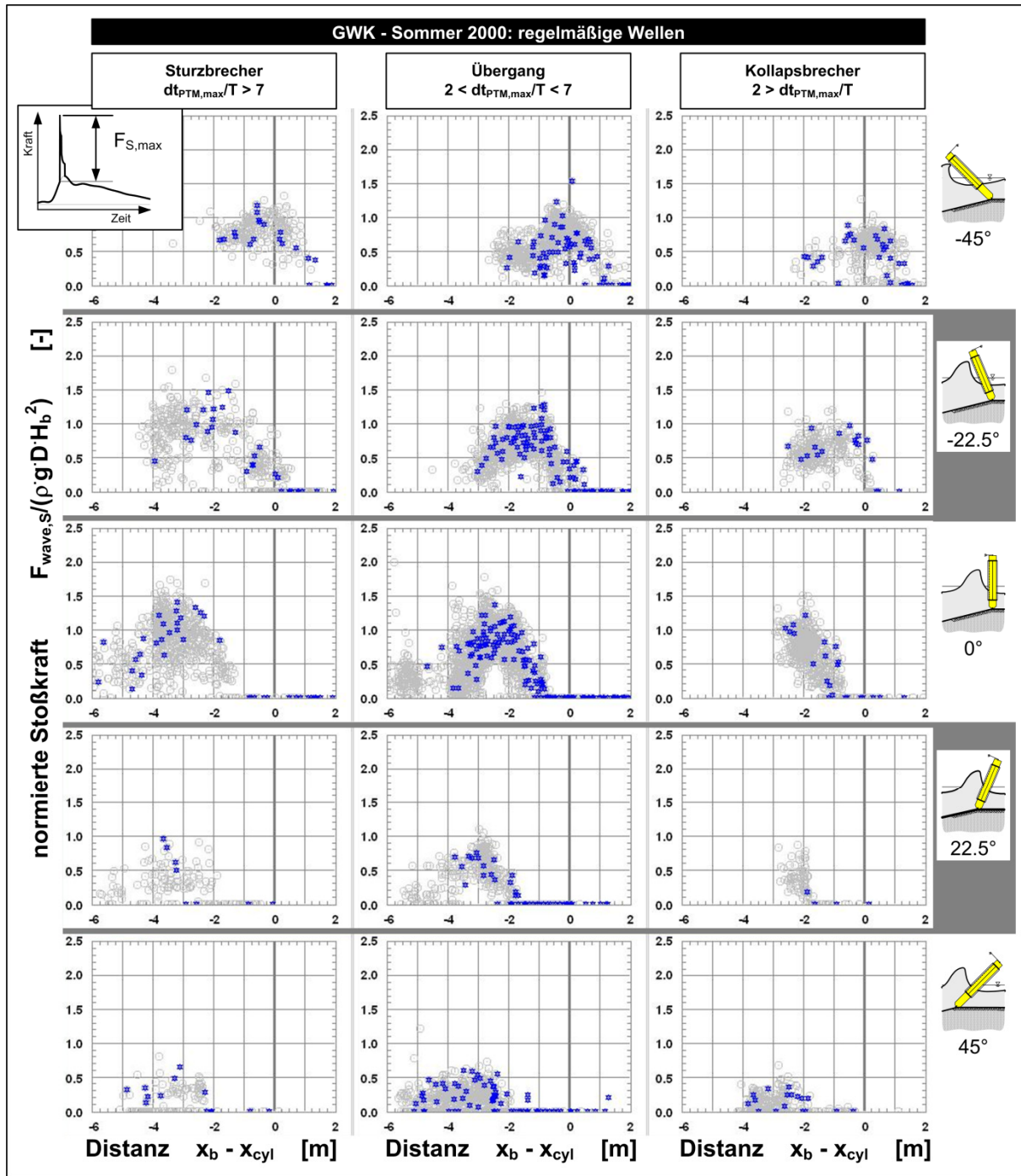


Abb. 5-4: Stoßkraft  $F_{\text{wave},S}$  aus dem dynamischen Kraftanteil unter Verwendung der theoretischen Beschreibung nach [WIENKE&OUMERACI 05] mit der gemessenen Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C_b$ .



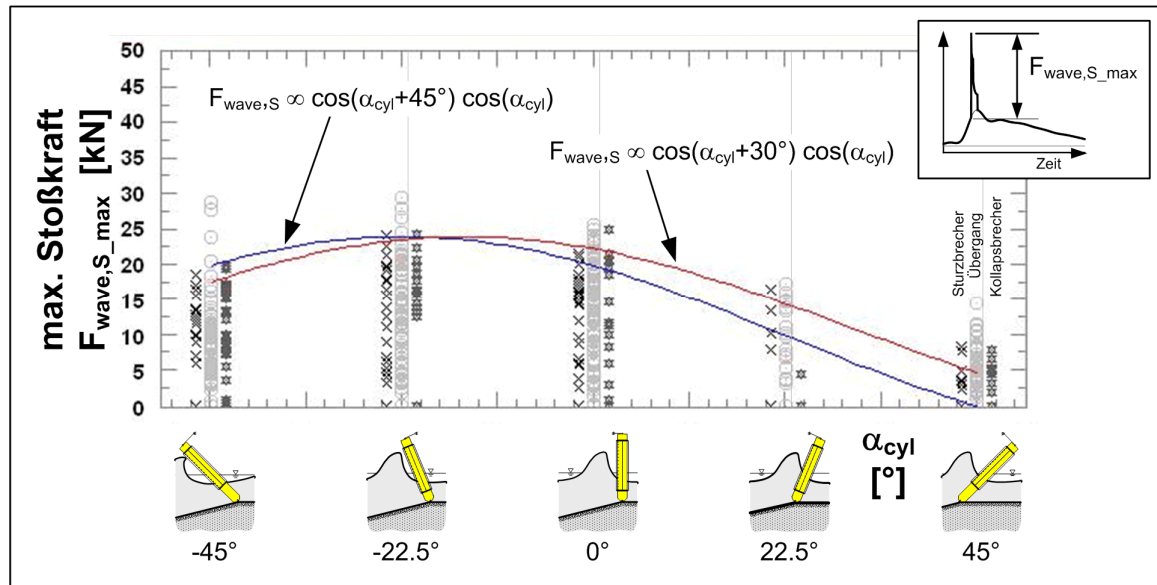


Abb. 5-5: Maximalwert der Stoßkraft  $F_{\text{wave},S_{\text{max}}}$  über die Zylinderneigung im Vergleich zu Gl. 2-22 für zwei unterschiedliche Neigung des für den Druckschlag relevanten Bereichs der Wellenfront.

### 5.3 Curling - Faktor

Aus der Stoßkraft  $F_{\text{wave},S}$  ist unter Verwendung der gemessenen Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$  direkt auf den *curling* Faktor  $\lambda$  zu schließen (Abb. 5-6, O und ○). Die Verteilung der Datenpunkte über die Distanz  $X_b - X_{\text{cyl}}$  folgt der Stoßkraft. Es sind in Abb. 5-6 ebenfalls die *curling* Faktoren für eine berechnete Wellenfortschritts­geschwindigkeit  $C_{\text{Hlim}}$  aufgetragen (Abb. 5-6 ★), wobei  $0.95 \cdot H_{\text{lim}}$  verwendet wurde. Ebenso sind die Ergebnisse von [WIENKE 01] für Lastfall 3 zu sehen. Diese stimmen für die Sturzbrecher unter kontrollierten Bedingungen mit dem Wertebereich, in dem die Maxima auftreten, sehr gut überein und bestätigen die *curling* Faktoren für Sturzbrecher im Flachwasser.

Entsprechend den Überlegungen zur Neigung der Wellenfront werden für den Kollapsbrecher etwas niedrigere *curling* Faktoren bestimmt. Insbesondere für  $\alpha_{\text{cyl}} = -45^\circ$  und  $\alpha_{\text{cyl}} = -22.5^\circ$  liegen die Maxima unterhalb den von [WIENKE 01] ermittelten Referenzdaten. Für den lotrechten Zylinder sind die *curling* Faktoren vergleichbar für alle Brechertypen. Diese brecherspezifischen Ergebnisse besitzen auch bei einem weiter gefassten Abgrenzungskriterium Gültigkeit und werden durch den gewählten Schwellwert  $d_{\text{TPM,max}}/T$  kaum beeinflusst (Anlage F, Abb. F-1: ). Für die Kollapsbrecher liegen dann zwei Extrema auf einem etwas höheren Niveau. Die Maxima für  $\alpha_{\text{cyl}} = 0^\circ$  sind dann identisch für Sturz- und Kollapsbrecher, der Einfluss der Wellenfrontneigung ist weiterhin ausgeprägt.

Die *curling* Faktoren für eine berechnete Wellenfortschritts­geschwindigkeit  $C_{\text{Hlim}}$  weichen nur marginal vom ersten Datensatz ab. Nur beim lotrechten Zylinder sind einige größere Abweichungen von bis zu 20% zu erkennen. Hier kommt es früher als bei den Sturzbrechern zu einer Beeinflussung durch vorangegangene Brecheraufgrund des geringeren Abstands zum Böschungsknick. Es handelt sich ausschließlich um das letzte Ereignis der hervorgehobenen Wellen 1-3 der Versuche.

Die *curling* Faktoren sind in Abb. 5-7 nochmals über die Zylinderneigung aufgetragen. Auch hier wird eine sehr gute Übereinstimmung zu den Ergebnissen von [WIENKE 01] erzielt, wobei zu hinterfragen wäre, ob die Wellenfrontneigung mit der Annahme von  $\beta = -45^\circ$  nicht unterschätzt wird. Die Verteilung der Kollapsbrecher folgt grundsätzlich eher der Kurve für  $\beta = -30^\circ$ . Dies gilt ebenfalls für die in Wellenrichtung geneigten Zylinder unabhängig vom Brechertyp. Nach der Datenfilterung kann dies jedoch für Kollaps-

brecher und einer Zylinderneigung von  $\alpha_{\text{cyl}} = +22.5^\circ$  bei der geringen Anzahl an Punkten nicht mehr verifiziert werden.

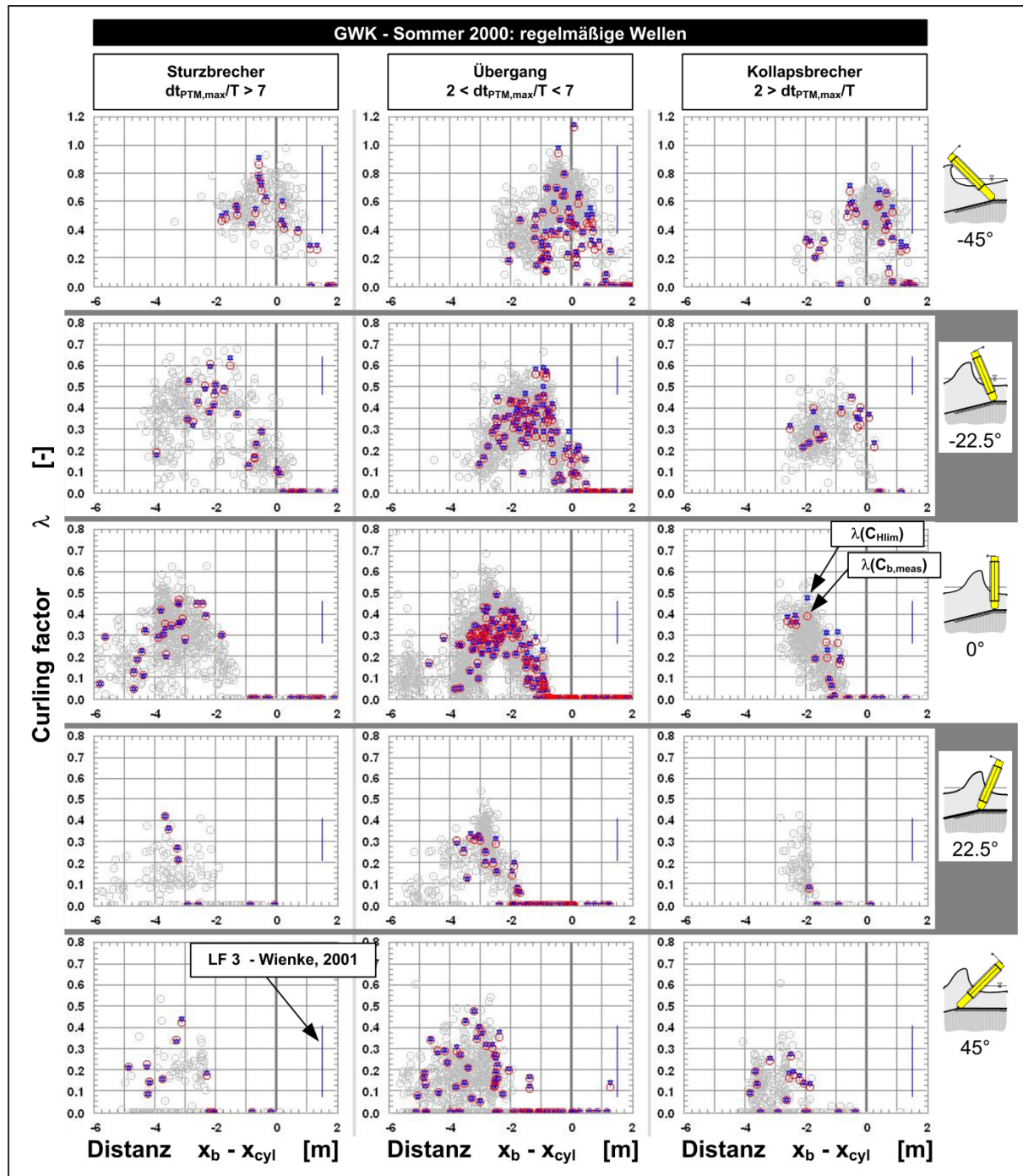


Abb. 5-6: *Curling* Faktor  $\lambda$  in Abhängigkeit von  $x_b - x_{\text{cyl}}$  für regelmäßige brechende Wellen und fünf Zylinderneigungen (Serie B – GWK 2000,  $\alpha_{\text{cyl}} = -45^\circ$  bis  $+45^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 1-4).

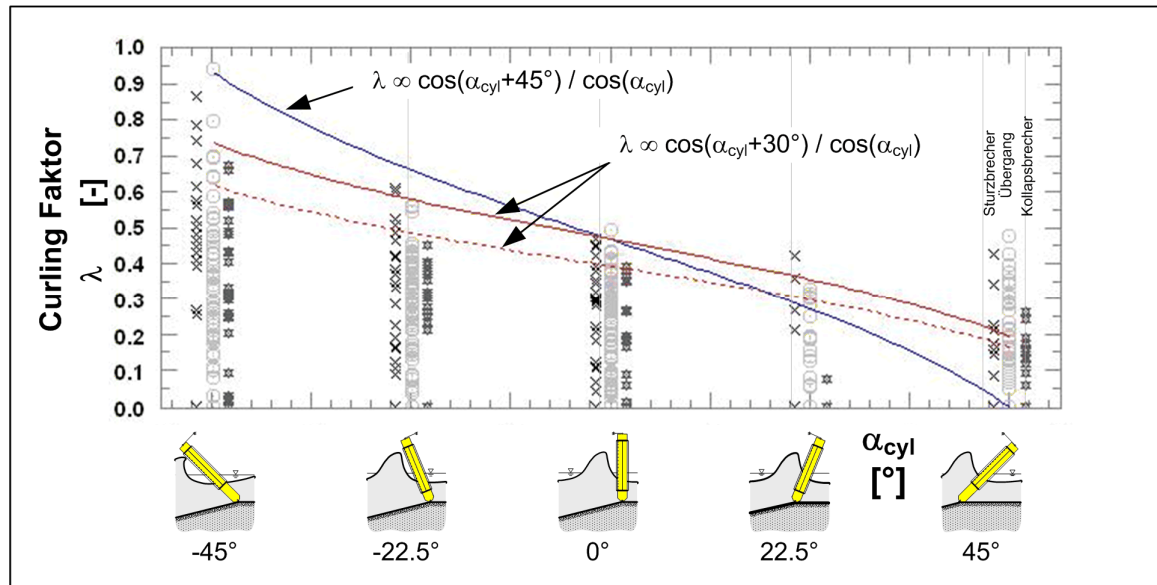


Abb. 5-7: *Curling* Faktor  $\lambda$  für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen (Serie B – GWK 2000,  $\alpha_{cyl} = -45^\circ$  bis  $45^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 1-4).

## 5.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wurden der dynamische Kraftanteil und die Stoßkraft der brechenden Wellen analysiert. Als wichtigsten Eingangsparameter wurde ebenfalls die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit genauer untersucht.

Eingangs ist zu erwähnen, dass die in der Versuchsreihe 2 *Serie B – GWK 2000* gewonnen Daten keine weitere Einsicht in die räumliche oder zeitliche Entwicklung des Druckschlags geben. Die Messdaten in den Versuchen der Serie B – GWK 2000 wurden bewusst mit einer Frequenz von 200 Hz aufgezeichnet. Ebenfalls wurden keinerlei Druckmessdosen räumlich verteilt über den Druckschlagbereich angeordnet. Die Messungen auf der Böschung dienen der Verifikation der Beschreibung der Gesamtkraft nach [WIENKE 01] unter Flachwasserbedingungen und einer Erweiterung des Anwendungsbereichs z.B. für Kollapsbrecher.

Die gemessene Wellenfortschrittsgeschwindigkeit wurde gegen verschiedene theoretische Modelle verglichen. Dabei hat sich gezeigt, dass der Böschungsknick einen großen Einfluss auf das Ergebnis hat insofern die Wellen nicht voll Ausreifen, d.h. Aufsteilen der Welle bei gleichzeitiger Reduzierung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit, sondern schon früher brechen. Ebenso zeigen die veränderlichen Bedingungen während eines Versuchs einen Einfluss. Diesem Effekt wurde Rechnung getragen, indem die ersten 3 Wellen der Testläufe gesondert analysiert werden.

Die ermittelten Stoßkräfte zeigen die erwartete Abhängigkeit von der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront. Die Ergebnisse bestätigen auch die Notwendigkeit den Brechertyp in der Lastfalldefinition zu berücksichtigen, da der Einfluss der Wellenfrontneigung sichtbar wird. Dieser Effekt tritt bei der Darstellung der *curling* Faktoren sogar noch deutlicher hervor. Hier konnten die Werte von [WIENKE 01] für Sturzbrecher im Flachwasser bestätigt werden. Für Kollapsbrecher ist dagegen von einer steileren Wellenfront auszugehen und die *curling* Faktoren sind dementsprechend zu modifizieren.

Für die Anwendung des 3-D Druckschlagmodells nach [WIENKE&OUMERACI 05] zur Ermittlung des *impact* Anteils der Einwirkung brechender Wellen auf einen schlanken Zylinder kann Folgendes empfohlen werden:

- (i) Die Wellenfortschrittgeschwindigkeit kann gut mit einer theoretischen Beschreibung vorhergesagt werden. Es ist eine periodische Wellentheorie hoher Ordnung oder eine äquivalente nichtlineare Beschreibung zu verwenden. Als Eingangsgrößen sind lediglich die Wassertiefe und die Wellenperiode vorzugeben, die Grenzwellenhöhe  $H_{\text{lim}}$  ist nach Gl. 2-5 zu ermitteln. Zur Erhöhung der numerischen Stabilität kann die Grenzwellenhöhe auf  $0.95 \cdot H_{\text{lim}}$  ohne Genauigkeitseinbußen reduziert werden.
- (ii) Es ist von einem maximalen *curling* Faktor für den lotrechten Zylinder von  $\lambda = 0.5$  auszugehen. Bei einem Sicherheitskonzept basierend auf dem Mittelwert der Extremlasten kann dieser Werte auf  $\lambda = 0.4$  reduziert werden. Auf Basis der aktuellen Ergebnisse wird dies konservativ sowohl für Sturz- als auch für Kollapsbrecher empfohlen. Für die entgegen der Wellenausbreitungsrichtung geneigten Zylinder sind die *curling* Faktoren nach Gl. 2-21 abzuschätzen, mit  $\beta = -45^\circ$  für Sturzbrecher und  $\beta = -30^\circ$  für Kollapsbrecher. Für positive Neigungswinkel sollte für beide Brechertypen  $\beta = -30^\circ$  angesetzt werden.

Abschließend ist zusammenzufassen, dass durch die Verifikation der Verwendung einer periodischen Wellentheorie zur Ermittlung der Wellenfortschrittgeschwindigkeit die Anwendung des 3-D Druckschlagmodells nach [WIENKE&OUMERACI 05] vereinfacht werden konnte. Die Variation der *curling* Faktoren für Sturzbrecher im Flachwasserbereich stimmt mit dem Wertebereich von [WIENKE&OUMERACI 05] überein. Aus dem Vergleich mit Werten für Kollapsbrecher konnte der Einfluss der Wellenfrontneigung dargestellt werden. Somit sind für Kollapsbrecher in Abhängigkeit von der Zylinderneigung niedrigere *curling* Faktoren anzusetzen. Der Anwendungsbereich des 3-D Druckschlagmodells nach [WIENKE&OUMERACI 05] konnte somit erweitert werden.

## 6 Quasi-statischer Kraftanteil und MOJS-Formel: Diskussion gängiger Annahmen

### 6.1 Analyse implizierter und gängiger Annahmen bei Anwendung der MOJS Formel

Die Zielsetzung dieses Kapitels ist eine kritische Analyse und die verfeinerte Definition des Anwendungsbereichs der klassischen MOJS Formel. Aufgrund der Tätigkeit des Autors wird diese Arbeit zwangsläufig durch den Stand der Technik bei der Bemessung und Zertifizierung von Offshore – Windenergieanlagen beeinflusst. Bei dieser speziellen Aufgabenstellung sind zum Einen die Betriebsführung, das Sicherheitssystem und veränderliche dynamische Eigenschaften aufgrund Drehzahländerungen und Blattwinkeländerungen zu berücksichtigen, zum Anderen aber auch kurzzeitige Veränderungen der Umweltbedingungen. Damit ist nicht mehr nur das Maximum der Einwirkung von Bedeutung, sondern auch eine **Untersuchung im Zeitbereich** zwingend erforderlich. Dabei bekommen der **Gradient der Einwirkung** und die **Bauwerksreaktion** entscheidende Bedeutung für die resultierenden Schnittgrößen und Bauteilspannungen, so dass der Zeitverlauf der Einwirkung signifikanten Einfluss auf die Bauwerksbemessung erlangt.

Es ist grundsätzlich zu prüfen, ob das MOJS Modell bei steileren Wellen innerhalb oder außerhalb ihrer Anwendungsgrenzen liegt. Dazu sind hier die maßgeblichen Annahmen, die bei der Verwendung der MOJS Formel bewusst oder unbewusst getroffen werden, zusammengefasst:

- Hypothese 1: Schlankes Bauwerk 1: Die ungestörte Wasserspiegelauslenkung wird durch das Bauwerk nicht beeinflusst.
- Hypothese 2: Schlankes Bauwerk 2: Der Gradient der Wasserspiegelauslenkung ist vernachlässigbar klein gegenüber dem Durchmesser des Zylinders.
- Hypothese 3: Schlankes Bauwerk 3: Benetzte Höhe entspricht der ungestörten Wasserspiegelauslenkung.
- Hypothese 4: Eine periodische Wellentheorie sollte für steile Wellen verwendet werden.

Nachfolgend werden diese Hypothesen anhand von unterschiedlichen Wellen für die lotrechte Zylinderposition diskutiert. Der Bezug zu den Ursprüngen und Mehrzahl der Untersuchungen zum MOJS Modell wird hierbei durch die Analyse flacher Wellen des LF 6 hergestellt. Im nächsten Abschnitt werden die Wellen, die Testläufe und die Nomenklatur einleitend erläutert. Anschließend erfolgt die Analyse implizierter und gängiger Annahmen bei Anwendung der MOJS Formel.

### 6.2 Ausgewählte Testreihen, Wellengenerierung und Wellenpegel

In diesem Abschnitt liegt der Fokus auf Wellen des Lastfalls 5. Dem liegt die Annahme zugrunde, dass der quasi-statische Kraftanteil dieses Lastfalls, der letztlich durch das MOJS Modell beschrieben wird, ebenfalls  $F_{\text{wave},q}$  der Lastfälle 1÷4 darstellt (Abschnitt 4.3). In den Lastfällen 1÷4 ist dann noch der Druckschlag zu superponieren (Gl. 2-1). Gleichzeitig handelt es sich um Wellen, die auf Höhe des Zylinders noch nicht gebrochen sind. Somit ist ein Funktionswert pro Zeitschritt zur Beschreibung der freien Oberfläche ausreichend. Es können dann die gleichen Methoden zur theoretischen Beschreibung wie bei flachen Wellen angewendet werden.

Für die Analyse der Wasserspiegelauslenkung an der Zylinderhülle werden drei Situationen untersucht:  
(i) Regelmäßige Wellen auf horizontaler Sohle mit moderater Wellensteilheit des Lastfalls LF 6,

(ii) transiente Wellenpakete auf horizontaler Sohle mit großer Steilheit entsprechend LF 5 – diese Wellen brechen einige Meter hinter den hier ausgewerteten Wellenpegeln - und (iii) regelmäßige Wellen auf einer Böschung, deren Brechpunkt gerade im Nahbereich des Zylinders fällt (LF 4.5 bis LF 5). Detaillierte Informationen gibt Tab. 6-1 sowie Anlage G. Der Wert  $H_{cyl}$  wurde mit WG1 aufgezeichnet.  $H_{lim}$  ist die Grenzwellenhöhe nach Gl. 2-5.

ID Nummer	Versuchs- reihe	Zylinder- neigung	Welle	Kanal sohle	Lastfall	Bpkt rel. Zylfront	$H_{cyl}/H_{lim}$
[ymmdd##]	[A/B]	[°]	[-]	[abc]	[1...6]	[m]	[-]
8101308 #5	A-1998	0°	reg	horizontal	6	unendlich	0,352
8100903 #6	A-1998	0°	reg	horizontal	6	unendlich	0,324
8092506	A-1998	0°	transientes Wellenpaket	horizontal	5	> 5	0,823
8092508	A-1998	0°	transientes Wellenpaket	horizontal	5	> 5	0,893
8092509	A-1998	0°	transientes. Wellenpaket	horizontal	5	> 5	0,970
2090801 #4	B-2000	0°	reg	geneigt	5	0,75	1,080

Tab. 6-1: Beschreibung der für die Prüfung verwendeten Wellen.

In allen genannten Versuche stehen die Messung der folgenden Wellenpegel zur Verfügung (s. Abb. 6-1):

- Wcyl\_s: Wellenpegel seitlich vom Zylinder (s: *side*), Abstand ca. 10 cm.
- Wcyl\_f: Wellenpegel vor dem Zylinder (f: *front*), Abstand ca. 10 cm.
- Wcyl\_r: Wellenpegel auf der Hinterseite des Zylinders (r: *rear*), Abstand ca. 10 cm.
- WG1: Wellenpegel an der Wand auf Höhe Wcyl\_f. Messung der ungestörten Wellenform.
- WG2: Wellenpegel an der Wand auf Höhe Wcyl\_r. Messung der ungestörten Wellenform.
- WG3: Wellenpegel an der Wand auf Höhe Wcyl\_s. Messung der ungestörten Wellenform.

Damit stehen Messungen der Wasserspiegelauslenkung auf der Zylinderhülle und zeitsynchron die Daten der ungestörten Welle zur Verfügung. In Abb. 6-1 ist die Anordnung der Wellenpegel im Kanal zu sehen.



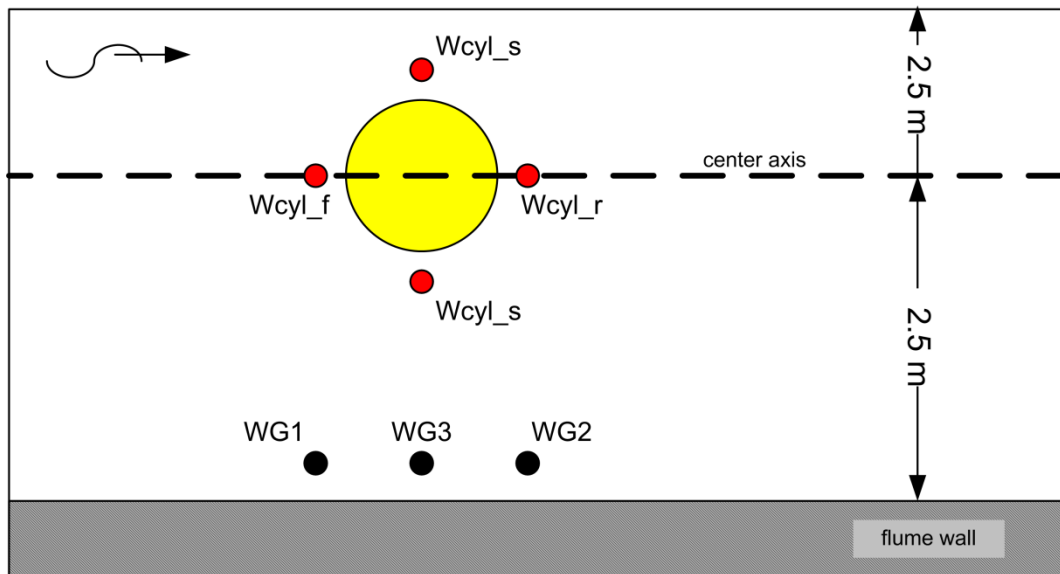


Abb. 6-1: Übersichtsskizze zur Anordnung der Wellenpegel. Es ist die untere Hälfte des Großen Wellenkanals dargestellt; die *center axis* steht für die Symmetrieachse. Zum besseren Verständnis wurde die Benennung WG1 und WG2 auf alle Versuchsphasen angewendet.

### 6.3 Annahme von einem schlanken Bauwerk

Zur Einleitung sei hier ein Zitat aus [HUDSPETH 06] gegeben. Vom Standpunkt eines Beobachters auf einer festen Pier mit Blick auf eine schlanke Jacket-Struktur umschreibt [HUDSPETH 06] die Annahme vom ungestörten Wellenfeld folgendermaßen:

„The observer would not see the incident wave modified significantly by the slender jacket leg.“

Zum Einen bedeutet dies, dass die Welle das Bauwerk passiert und anschließend unverändert weiterläuft. Im Falle einer regelmäßigen Welle würde damit das nachfolgende Bein einer hypothetischen Jacket-Struktur eine identische Welle sehen. Die Wellenform wird kaum nennenswert durch die Anwesenheit der Struktur beeinflusst. Zum Anderen ist hiermit gemeint, dass sich die benetzte Hülle der Struktur nicht signifikant von der einlaufenden Wasserspiegelauslenkung unterscheidet, die Interaktion von einlaufender Welle mit der Struktur nur gering ist. Diese Annahme ist eine der Grundpfeiler der MOJS-Formel und wird schon von mehreren Generationen an Ingenieuren angewendet. Die Integrationsgrenzen in Gl. 2-2 basieren auf dieser Vereinfachung. Ein Kriterium zur Prüfung auf ein so genanntes schlankes Bauwerk ist das Verhältnis von Wellenlänge zu Zylinderdurchmesser:

$$\frac{D}{L} < 0.2 \quad (6-1)$$

Ist dieses Kriterium erfüllt und sind zusätzlich nur geringe Auslenkungen der Struktur zu erwarten, ist zum Beispiel ein sequentieller Simulationsansatz zulässig. Dabei werden zunächst die Einwirkungszeitreihen generiert und anschließend die Bauwerksreaktionen und Schnittgrößen ermittelt. Im Gegensatz hierzu ist dies bei kompakten Bauwerken nicht ohne weiteres möglich. Hier wird die Einwirkung maßgeblich durch die Interaktion mit der Struktur beeinflusst und diese müssen unter Berücksichtigung der vorangegangenen Zeitschritte berechnet werden. Die Einwirkung kann also nicht mehr vor Simulationsstart bereit gestellt werden.

Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt, ist diese Annahme auch von großer Bedeutung für das Ergebnis der Welleneinwirkung auf so genannte schlanke Strukturen. In den Versuchen GWK 1998 und

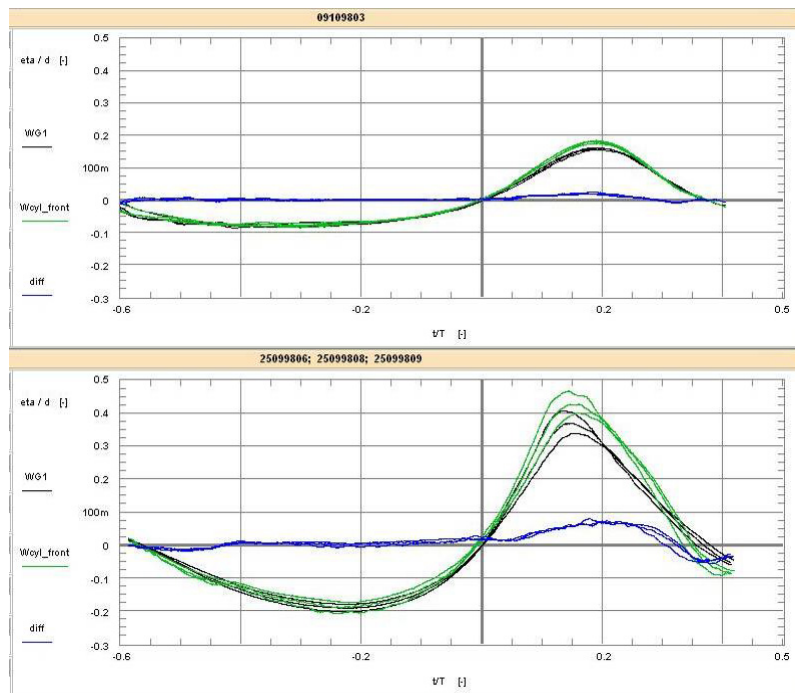
GWK 2000 wurde die Wasserspiegelauslenkung sowohl ungestört an der Kanalwand (WG 1 und WG 2) – jedenfalls mit recht guter Genauigkeit „ungestört“ – als auch am Zylinder ( $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) aufgezeichnet. Somit kann die Hypothese der ungestörten Wellenform in diesem Abschnitt für steile Wellen geprüft werden.

### 6.3.1 Vergleich von ungestörter und lokaler Wasserspiegelauslenkung

In diesem Abschnitt wird die ungestörte Wasserspiegelauslenkung mit der am Zylinder gemessenen Wasserspiegeloberfläche verglichen (Abb. 6-2, Abb. 6-3). Es ist zu untersuchen inwieweit die Kurven übereinstimmen und ob die lokale Wasserspiegelauslenkung durch die Struktur signifikant verändert wird. Unter der Maßgabe eines schlanken Bauwerks – als Grundpfeiler des MOJS Modells - sollten keine nennenswerten Abweichungen auftreten. Neben den im Folgenden gezeigten Beispielen sind im Anlage H weitere Ergebnisse verfügbar.

Für die Analyse wird die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder mit der korrespondierenden Messung an der Kanalwand verglichen. Dies wird für die Zylinderfront (Abb. 6-2) und die Zylinderrückseite durchgeführt (Abb. 6-3).

Für die flache Welle treten demnach kaum Abweichungen auf. Lediglich an der Zylinderfront ist ein Wellenaufbau erkennbar, jedoch nicht signifikant (Abb. 6-2, 09109803). Die Annahme der ungestörten Wasserspiegelauslenkung für die Lastermittlung ist somit hinreichend erfüllt. Es handelt sich hier um regelmäßige Wellen auf horizontaler Sohle.

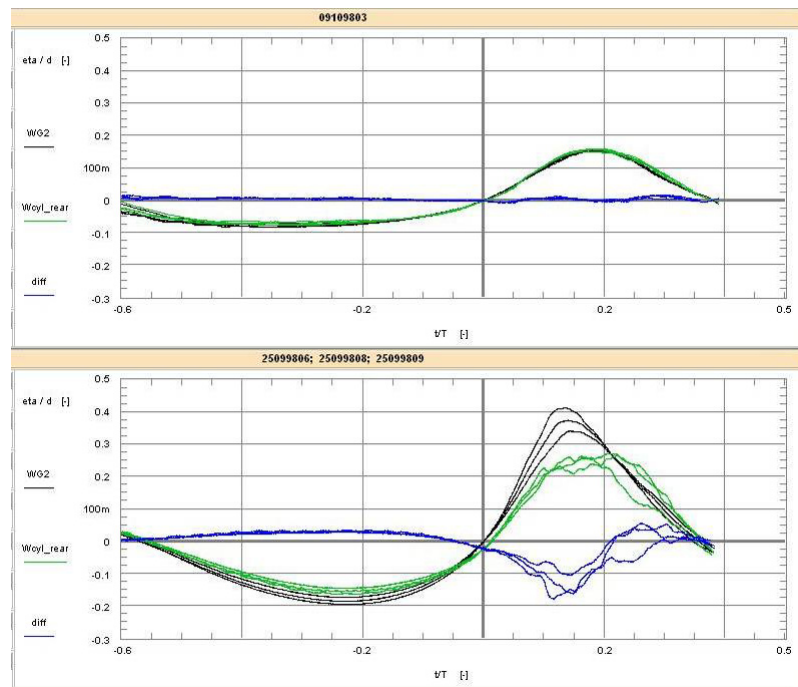


**Abb. 6-2: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderfront. WG1: ungestört an der Kanalwand;  $W_{cyl\_front}$ : Direkt an der Zylinderfront. Synchronisation der verschiedenen Wellen über *ZeroUp-cross*(WG1). In allen Fällen ist ein Wellenaufbau auf den Zylinder zu erkennen, jedoch ausgeprägter für die steileren Wellen.**

Im Gegensatz dazu unterscheidet sich die Wasserspiegelauslenkung an der Struktur bei den transienten Wellenpaketen deutlich von der ungestörten Messung. Neben einem Wellenaufbau an der Zylinderfront, kommt es auch zu einem signifikanten Verblockungseffekt und set-down auf der Zylinderrückseite. Interessanterweise ist im Bereich des Wellentals ebenfalls ein Aufbau (*run-up*) erkennbar, da sich die Wasser-



partikel im Wellental aufgrund der oszillierenden Wassersäule entgegen der Wellenfortschrittsrichtung bewegen. Augenscheinlich ist bei sehr steilen Wellen von einer signifikanten Beeinflussung der Wasserspiegelauslenkung im Nahfeld der Struktur auszugehen. Die Gegenüberstellung der Messungen auf der Front- und Rückseite des Zylinders bestätigen dieses Ergebnis (Anlage H, Abb. H-3: ).



**Abb. 6-3: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderhinterkante. WG2: ungestört an der Kanalwand; Wcyl\_rear: Direkt am Zylinder. Synchronisation der verschiedenen Wellen über ZeroUp-cross(WG2). Für die Welle mit der größten Wellenlänge und geringsten Oberflächenneigung ist kein Unterschied in den Messungen wahrnehmbar. Bei den steilen Wellen kommt es entsprechend der Partikelkinematik im Wellental zu einem Wellenaufbau. Im Wellenberg ist ein signifikanter „set-down“ erkennbar.**

### 6.3.2 Benetzte Höhe und Gradient der Wasserspiegelauslenkung

Dem klassischen MOJS Ansatz liegt die Annahme zugrunde, dass die benetzte Höhe direkt aus der ungestörten Wasserspiegelauslenkung ermittelt werden kann. Ebenso ist der Gradient der Wasserspiegelauslenkung dabei vernachlässigbar klein. Damit ist die benetzte Höhe auf der Vorder- und Rückseite des Zylinders identisch mit der ungestörten Wasserspiegelauslenkung auf Höhe der Zylinderachse. Diese These wird im Folgenden für steile Wellen geprüft.

In den Abbildungen Abb. 6-4 und Abb. 6-5 sind die Wellen in der räumlichen Dimension dargestellt. Es sind zeitsynchron die Werte unterschiedlicher Wellenpegel an der Kanalwand aufgetragen (\*-\*). Zusätzlich ist die gemessene Wasserspiegelauslenkung an der Zylinderoberfläche zu sehen (\*). Damit wird die Wellenform zu verschiedenen Zeitpunkten sowie die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder dargestellt. Weitere Wellen sind im Anlage I gegeben.

Die Ergebnisse für eine flache Welle bestätigen zunächst die Annahmen der MOJS Formel (Abb. 6-4). Entsprechend der moderaten Wellensteilheit ist die Neigung der ungestörten Wasserspiegeloberfläche in Relation zum Zylinderdurchmesser gering. Die auf Basis der ungestörten Wellenform theoretisch vorhergesagte Höhendifferenz von Vorderseite zu Rückseite ist somit vernachlässigbar klein für die Kraftermittlung und wird auch so durch die Messung bestätigt. Zusätzlich treten am Zylinder selbst kaum Abwei-

chungen zum ungestörten Wasserspiegel auf. In Abb. 6-4 g) ist ein Wellenauflauf erkennbar, jedoch nur in sehr geringem Maße.

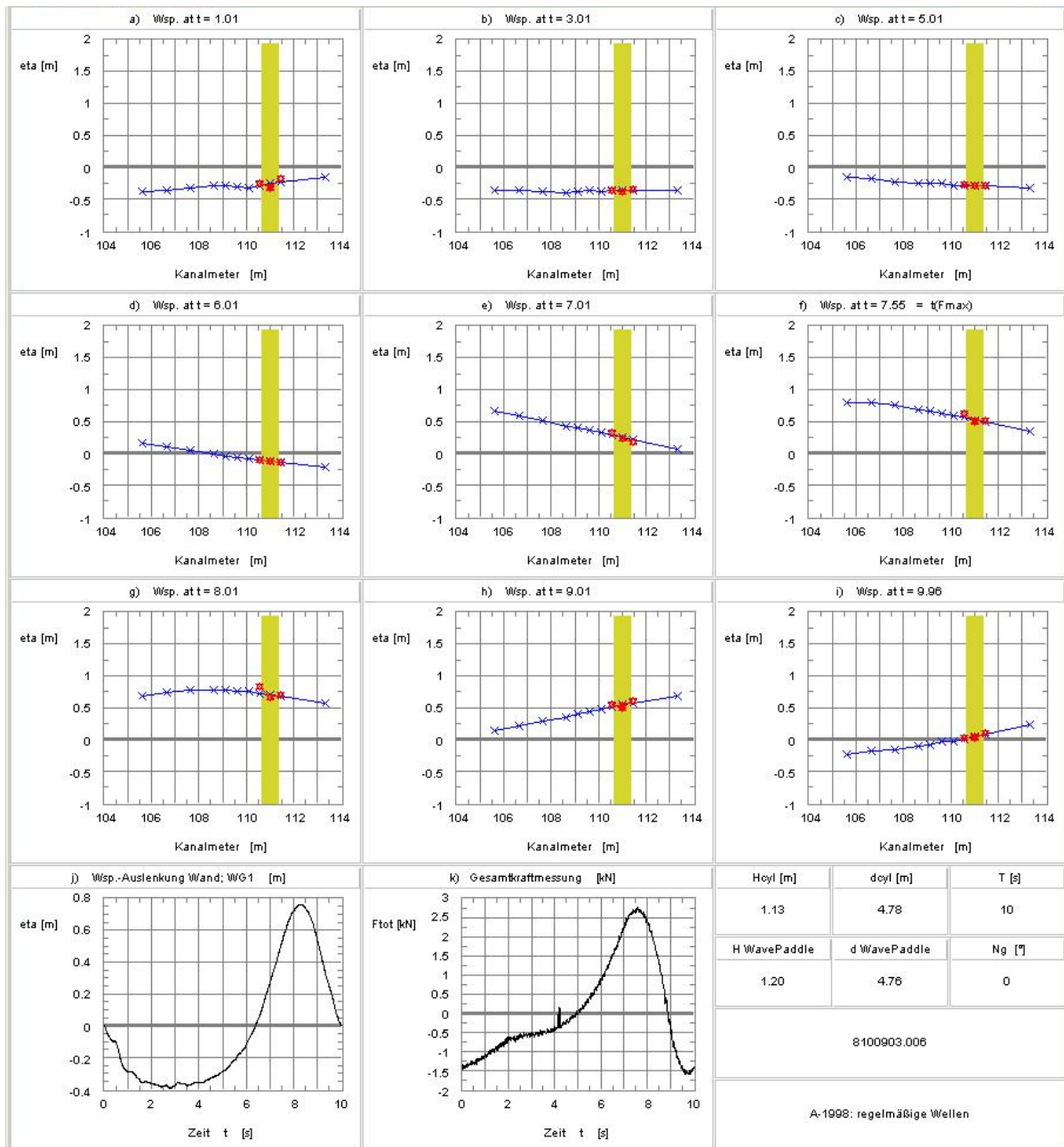


Abb. 6-4: Darstellung der Welle 8100903 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder stimmt recht gut mit der Messung an der Kanalwand überein, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasseroberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung.

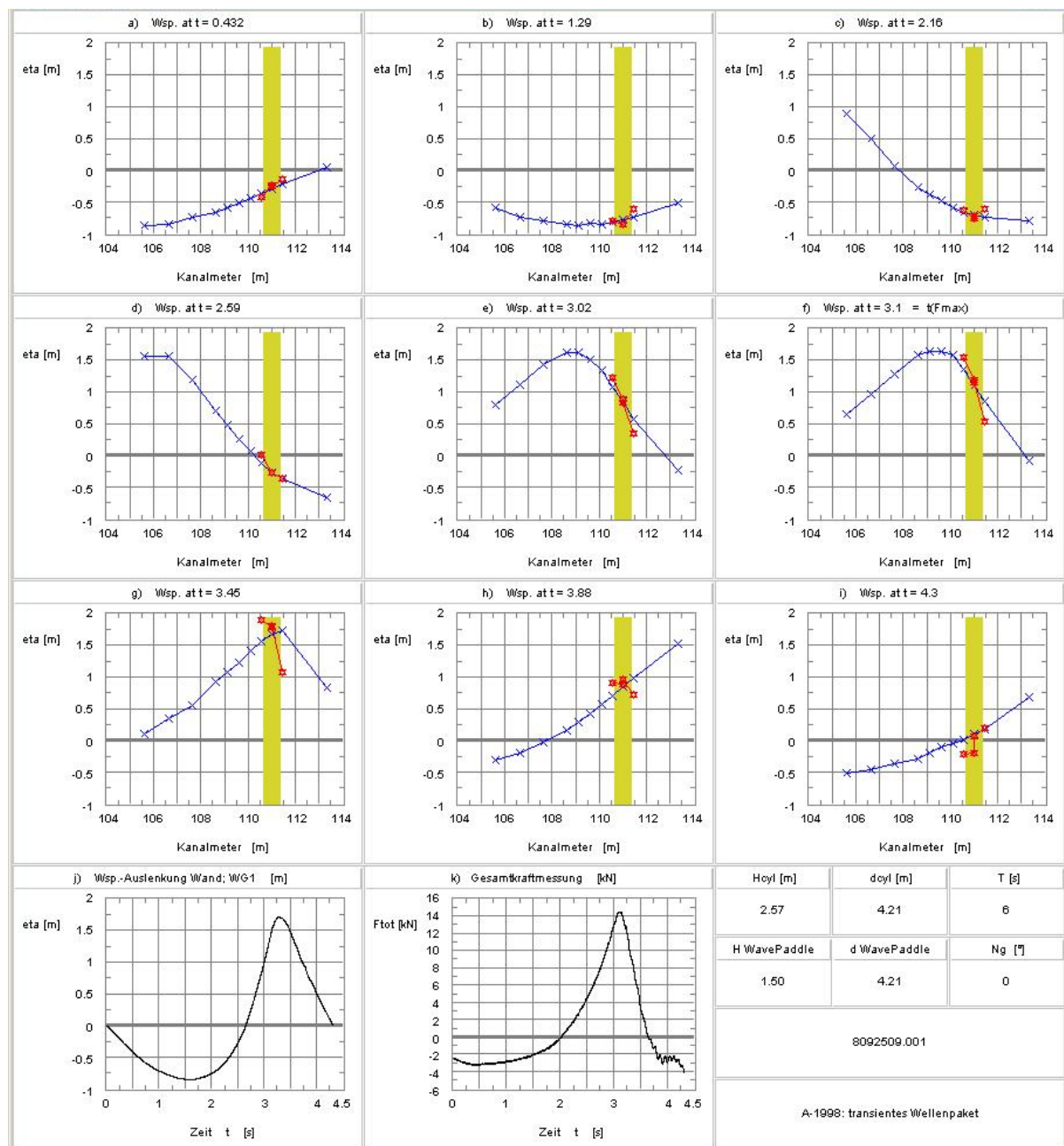


Abb. 6-5: Darstellung der Welle 9092509 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand.

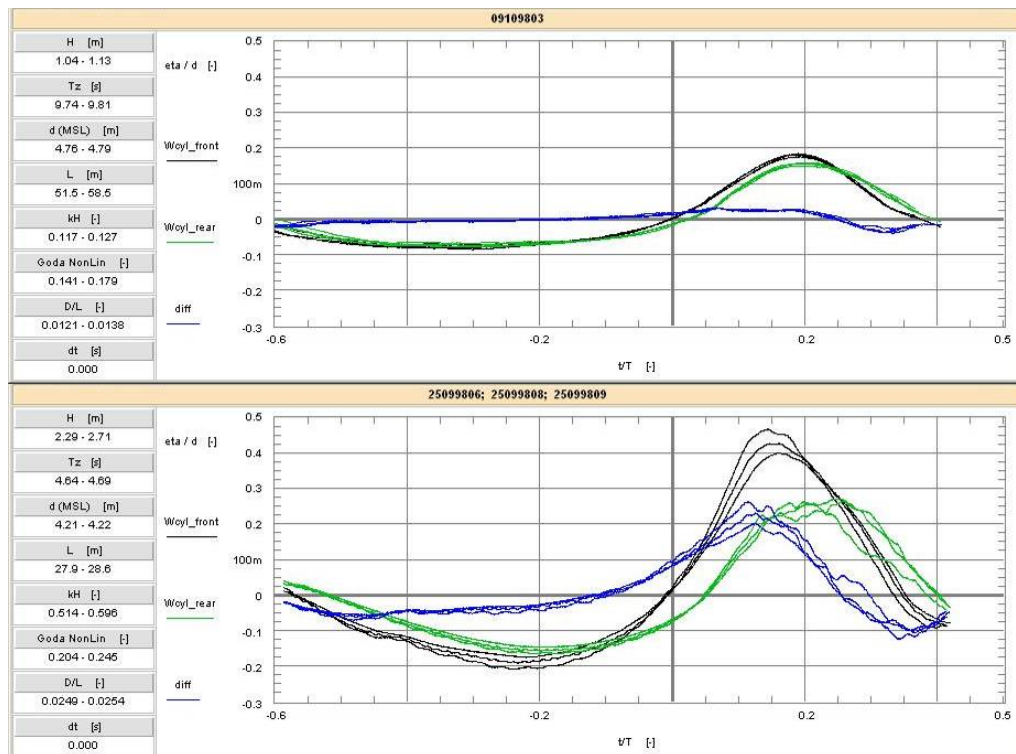


Abb. 6-6: Vergleich der am Zylinder gemessenen Wasserspiegelauslenkung. Wcyl\_front: Vorderseite des Zylinders; Wcyl\_rear: Rückseite des Zylinders; diff: Differenz aus Wcyl\_front – Wcyl\_rear.

Die Anwendung dieser Thesen auf sehr steile Wellen erscheint nach Abb. 6-5 fraglich. Es sind transiente Wellenpakete mit deutlich größerer Wellensteilheit zu sehen. Hier wird die Neigungszunahme der Wellenform deutlich und viel mehr noch die Unterschiede von ungestörter freier Oberfläche zur benetzten Zylinderoberfläche. Interessanterweise ist die Amplitude auf der Zylinderfront deutlich größer als die ungestörte Wellenhöhe.

Für sehr steile Wellen übersteigt die benetzte Höhe auf der Front deutlich die ungestörte Wellenform, während die Auslenkung auf der Rückseite über einen längeren Zeitraum auf einem Niveau von ca. 50% des Maximums verharrt. Bei einer der Wellenfortschrittsrichtung entgegengesetzten Strömungsrichtung, liegt die Wasseroberfläche auf der Zylinderfront durch den set-down ebenfalls niedriger. Die Wasserspiegeloberfläche auf der Rückseite des Zylinders variiert deutlich geringer als es die Annahme eines schlanken Bauwerks vermuten ließe.

Durch den Auflauf der Wellenfront und gleichzeitigen *set-down* auf der Rückseite ergeben sich sehr große Gradienten der freien Oberfläche im Bezug auf den Zylinderdurchmesser D von bis zu:

$$\frac{d\eta}{dD} = 1.3 \quad (6-2)$$

In Abb. 6-6 ist der Gradient der Wasserspiegelauslenkung über die Zylinderbreite nochmals im Zeitbereich anhand der Differenz der Messung auf der Zylinderfront und der Zylinderrückseite zu sehen. Damit ist auch der Zeitverlauf der benetzten Höhe des Zylinders dargestellt. Für geringe Steilheiten wird der Gradient maßgeblich durch den Zeitverzug aufgrund der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bestimmt. Dieser Effekt steigt bei den Wellen mit höheren Nichtlinearitäten und den enorm steilen Wellenfronten auf Werte bis zu

$$\frac{d\eta}{dD} = 0.5 \div 1.0 \eta_{\max} \approx 0.35 \div 0.7 H \quad (6-3)$$

an. Hinzu kommt, dass für große Wellensteilheiten der Einfluss der Struktur auf die Wasserspiegelauslenkung durch den *run-up* und *set-down* signifikant wird. Hierdurch wird der Gradient dominiert, insbesondere nachdem der Wellenkamm den Zylinder passiert hat.

Damit weicht die benetzte Höhe für sehr steile Wellen signifikant von der ungestörten Wasserspiegelauslenkung ab. Ebenso ist die Höhe des **vollständig** eingetauchten Zylinders dann deutlich niedriger als in der MOJS-Formel angesetzt. Die theoretische Analyse der Trägheitskraft basiert auf einer Dipolströmung, z.B. [LIGHTHILL 79], eines vollständig eingetauchten Zylinders. Die Druckintegration über den Zylinderumfang ergibt hierfür den  $C_M$ -Wert = 2.0. Somit sind die Integrationsgrenzen der klassischen MOJS Formel für steile Wellen äußerst fragwürdig, auch wenn der  $C_M$ -Wert in einer Orbitalströmung und unter Berücksichtigung der Strömungsablösung im Anwendungsfall vom Idealwert abweicht.

Dies ist im Detail in Abb. 6-7 dargestellt. Die Annahme einer horizontalen Wasserspiegeloberfläche über den Zylinderdurchmesser wird hier verletzt. Es sind neben den gemessenen Wasserspiegelauslenkungen auch der vollständig eingetauchte Bereich des Zylinders (blau), die Integrationsgrenze nach dem klassischen MOJS Modell (-MOJS, vgl. Gl. 2-2) sowie der durch das MOJS Modell nicht abgedeckte Bereich (grün) eingezeichnet.

Für die flache Welle (Abb. 6-7 a) weicht die Messung auf der Zylinderoberfläche nur geringfügig von der ungestörten Messung ab. Die Differenz von der Auslenkung auf der Vorderseite zur Rückseite des Zylinders ist gering. Damit sind die Vereinfachungen im MOJS Modell gültig: (i) Von einem horizontalen Gradienten auszugehen, (ii) der Zylinder somit auf dem Niveau der Zylinderachse vollständig eingetaucht ist, und (iii) bis zum Messwert auf der Zylinderachse zu integrieren.

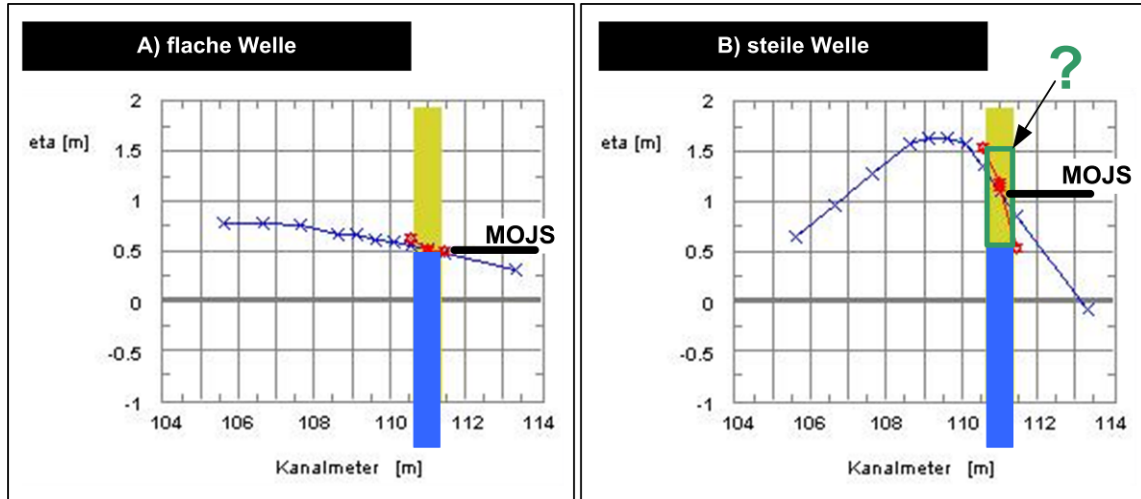


Abb. 6-7: Darstellung der benetzten Zylinderoberfläche im Vergleich zur ungestörten Wasserspiegelauslenkung für die Beispiele einer A) flachen Welle (LF 6) und B) steilen Welle (LF 5).

Dagegen weicht die Höhe des vollständig eingetauchten Zylinderbereichs für die steile Welle signifikant von der Integrationsgrenze nach dem MOJS Modell ab. In Abb. 6-7 b markiert der grüne Kasten den Bereich der durch die klassische MOJS Formel nicht oder falsch abgedeckt wird. Die MOJS Formel bildet in diesem Fall nicht alle beteiligten Prozesse ab. Daraus lässt sich Folgendes ableiten:

- Die für flache Wellen ermittelten MOJS Kraftkoeffizienten sind nur Anhaltspunkte jedoch nicht allgemein auf steile Wellen übertragbar, und



- für die Anwendung der klassischen MOJS Formel auf steile Wellen des LF 5 sind experimentell verifizierte Kraftkoeffizienten zu ermitteln, die immer nur Prototypencharakter besitzen können. Es ist zu prüfen, ob der Zeitverlauf der Krafteinwirkung dann hinreichend genau beschrieben werden kann oder
- das MOJS Modell ist zu Erweitern zur Berücksichtigung weiterer relevanter Prozesse.

## 6.4 Beschreibung steiler Wellen (LF 5) durch periodische Wellentheorien

Die Verwendung einer periodischen Wellentheorie zur theoretischen Beschreibung einer steilen Welle erscheint hier verlockend, da es sich um eine mathematisch geschlossene Formulierung des physikalischen Phänomens handelt. Die Komplexität der Lösung kann durch die so genannte Ordnung an die Nichtlinearität angepasst werden, so dass Wellenhöhen bis zum **theoretischen** Brechkriterium gelöst werden. Allerdings setzt dies eine vertikale Symmetrie der Wellenform, z.B. bezüglich des Wellenbergs, voraus. Mit zunehmender Wellenhöhe weicht die tatsächliche Wellenform jedoch immer weiter von dieser Annahme ab, bei sehr steilen Wellen nähert sich die Wellenfront immer weiter der Vertikalen während der Wellenrücken deutlich flacher verläuft. In der Natur sind zudem Wellenhöhen oberhalb des theoretischen Brechkriteriums zu erwarten, da das theoretische Brechkriterium auf einem Equilibrium der Wellenform beruht ([SOUTHGATE 93] und 2.2.2.1).

Dieser Ansatz wird explizit im aktuellen Regelwerk zur Auslegung von *offshore* Windenergieanlagen empfohlen und eingesetzt ([RAINEY&CAMP 07],[IEC 614003]D.7.4). Dabei wird die Bemessungswelle  $H_{\max 50}$  in Form einer nichtlinearen, periodischen Welle in eine längere Zeitreihe von unregelmäßigem Seegang implementiert. Der unregelmäßige Seegang wird bei diesem Ansatz anhand linearer Superposition beschrieben und in zwei Teile zerlegt. Zwischen diese Abschnitte wird eine periodische Fourier – Welle höherer Ordnung eingefügt.

In diesem Abschnitt werden somit die Prognosen einer periodischen Wellentheorie sowie der linearen Superposition mit den Messdaten gegenübergestellt. Es werden sowohl recht flache, d.h. lineare, Wellen als auch sehr steile Wellen untersucht, wodurch der Einfluss der Wellensteilheit aufgezeigt wird. Für diesen Vergleich stehen die Messung der Wasserspiegelauslenkung, der horizontalen Partikelgeschwindigkeit und der Gesamtkraft zur Verfügung. Zusätzlich wird aus den gemessenen Auflagerkräften ein Einspannmoment am Pfahlfuß berechnet, wie es bei einem eingespannten Pfahl auftreten würde.

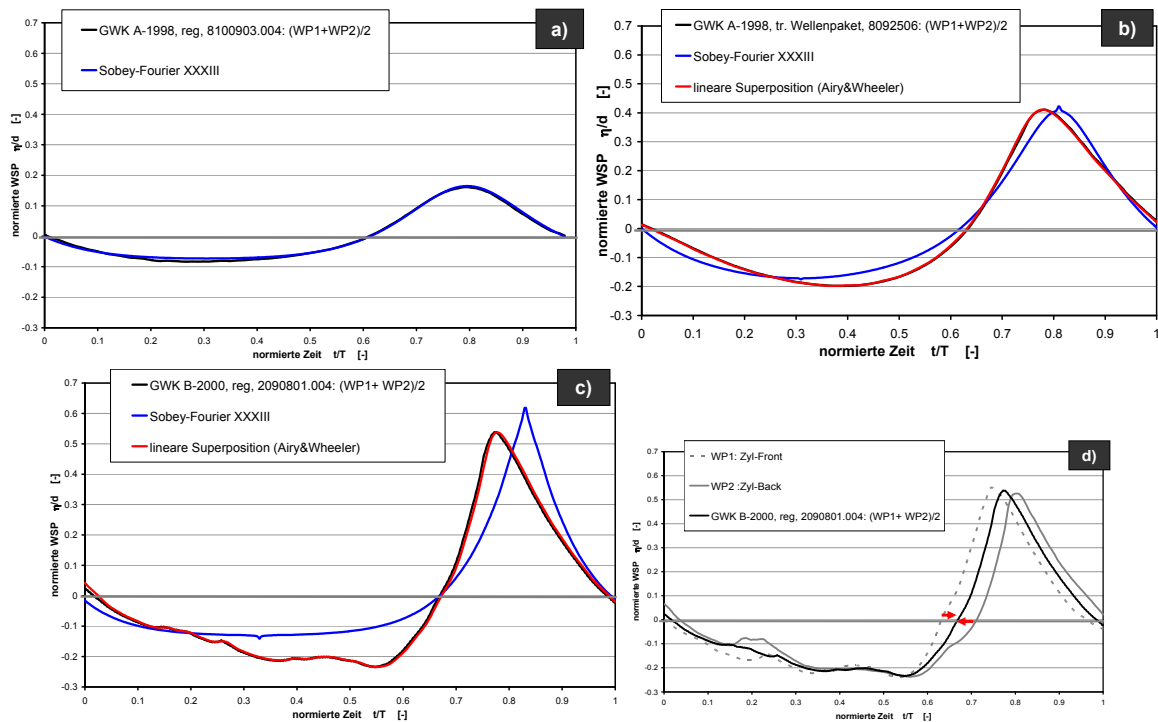
### 6.4.1 Vergleich der Wasserspiegelauslenkung für flache und steile Wellen

Die Schwäche einer periodischen Wellentheorie, die Asymmetrien in der Wellenform nicht berücksichtigen zu können, ist bekannt. An dieser Stelle geht es vielmehr um die Auswirkungen bei der Ermittlung der Krafteinwirkung von Wasserwellen. Die Anwendung auf flache und sehr steile Wellen wird gezeigt und hinsichtlich der Kraftermittlung bewertet.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 6-8 die Wasserspiegelauslenkung für Wellen unterschiedlicher relativer Wellenhöhe gegenüber der theoretischen Vorhersage aufgetragen. Die theoretische Beschreibung erfolgte mit der Fourier-Theorie nach [SOBEY 90] XXXIII. Ordnung mit 450 Stützstellen (BLAU) und mit der linearen Superposition in Kombination mit Wheeler-Stretching (ROT)[WHEELER 70]. Die Referenzkurve ist jeweils die Mittelung von WG 1 und WG 2 gemäß Abb. 6-1, beides zeitlich auf die Zylinderachse bezogen (Abb. 6-8d).

Für die regelmäßigen Wellen auf horizontaler Sohle mit mittlerer Wellenhöhe (Abb. 6-8 a) ist die Übereinstimmung von Messung und Vorhersage nahezu perfekt. Es sind einige kleinere Unregelmäßigkeiten – hervorgerufen durch die Interaktion der vorhergehenden Welle mit dem Zylinder – auf der Grundwelle

sichtbar. Insbesondere die Wellenfront ist nahezu identisch, lediglich auf der Rückseite des Wellenberges sind sehr geringe Abweichungen sichtbar.



**Abb. 6-8: Ungestörte Wasserspiegelauslenkung dreier Wellen unterschiedlicher Steilheit: a) regelmäßige Welle auf horizontaler Sohle, b) transientes Wellenpaket auf horizontaler Sohle deutlich vor dem Brechpunkt, c) regelmäßige Welle auf geneigter Sohle in der Nähe des Brechpunktes. Vergleichsgraphen basieren auf Sobey Fourier – Theorie XXXIII. Ordnung.**

Mit zunehmendem Nichtlinearitätsparameter weicht dann die periodische Wellentheorie signifikant von der Messung ab. Der gemessene Wellenberg erscheint etwas nach vorne gekippt. Die Steilheit von Wellenfront und Wellenrücken unterscheiden sich sichtlich. Daraus resultierend treten die Wellenkämme zu unterschiedlichen Wellenphasen auf. Dieses Phänomen tritt umso deutlicher bei der regelmäßigen Welle auf einer Böschung zutage (Abb. 6-8c). Zusätzlich kommt es zu Artefakten aufgrund der großen relativen Wellenhöhe. Es entstehen peaks in Wellental und -berg, die keinen physikalischen Ursprung besitzen, sondern auf mathematischen Problemen beruhen (Abb. 6-8 b). Die periodische Wellentheorie würde hier außerhalb des Anwendungsbereichs verwendet.

Dagegen kann die Wasserspiegelauslenkung bei Verwendung der Methode der linearen Superposition sehr genau reproduziert werden. Allerdings ist hier die Partikelkinematik zusätzlich zu prüfen, da in der Vergangenheit von hochfrequenten Kontaminationen des Signals berichtet wurde [SCHLURMANN 00].

Die gezeigten Asymmetrien müssen bei allen steilen Wellen auftreten und sind kein spezifisches Merkmal dieser Untersuchung. Die Abweichungen von der realen Situation nehmen somit zwangsläufig mit steigender Wellensteilheit zu, wenn die Beschreibung der Welle anhand einer periodischen Wellentheorie erfolgt. Weder die vertikale Asymmetrie wird dann richtig vorhergesagt, noch die Neigung der Wellenfront. Damit ist die Beschreibung des Eintauchprozesses, inklusive des Druckschlags, nicht korrekt. Bei geneigten Zylindern wird zudem der Auftrieb fehlerhaft ermittelt. Ebenso können nur Wellenhöhen bis zum theoretischen Brechkriterium berücksichtigt werden. Die Partikelkinematik muss ebenfalls von der

realen Welle abweichen, damit rückt eine korrekte Berechnung der Einwirkung für steile Wellen in weite Ferne. Dies wird in den nächsten Abschnitten gezeigt.

#### 6.4.2 Vergleich der horizontalen Partikelgeschwindigkeit

Die Darstellung der horizontalen Partikelgeschwindigkeiten in Abb. 6-9 und Abb. 6-10 offenbart neben den Abweichungen in der theoretischen Beschreibung auch die Probleme und Schwierigkeiten bei dieser Art der Messung. Die vollständig eingetauchten ADV Sonden liefern durchweg gute Signale. Jedoch führen Eintauchprozesse zu größeren Schwingungen auf den Messwerten, z.B. Abb. 6-9  $z/d = -0.0924$  und Abb. 6-10  $z/d = -0.0903$ . Im Bereich des Wellenbergs und der maximalen Wasserspiegelauslenkung wurden Propellersonden eingesetzt. Diese neigen jedoch zu Fehlsignalen und Ausfällen. Auf eine Korrektur des Trägheitseinflusses der Propeller wurde verzichtet.

Unter Beachtung der Anwendung auf quasi brechende Wellen, ist die Übereinstimmung der Messwerte mit den theoretischen Vorhersagen recht gut. Grundsätzlich treten die Unterschiede von periodischer Wellentheorie und linearer Superposition für die steilen Wellen weniger deutlich hervor, als nach dem Vergleich der Wasserspiegelauslenkung zu erwarten war. Und natürlich korreliert die Abweichung der Vorhersage mit dem Nichtlinearitätsparameter. Dabei geben beide theoretischen Beschreibungen in etwa identische Extremwerte an, der Zeitverlauf ist aber im Detail mittels der linearen Superposition besser wiedergegeben.

Die Vorteile der linearen Superposition werden für „2090801,  $z/d = -0.06201$ “ deutlich. Der Maximalwert der Partikelgeschwindigkeit unterscheidet sich nicht signifikant, der Zeitverlauf wird mittels der linearen Superposition jedoch besser nachgebildet. Dies hat dann wiederum auch Auswirkungen auf den Verlauf der Partikelbeschleunigungen, die ebenfalls relevant für die Kraftermittlung sind. Der Vergleich von Abb. 6-9 und Abb. 6-10 lässt trotzdem, schon wegen der Qualität der Messdaten, keine eindeutige Empfehlung zur Verwendung einer Wellentheorie zu.

Bei der Anwendung der Methode der linearen Superposition wurde die *Wheeler stretching* Methode angewendet [WHEELER 70]. Trotzdem musste ein Filter für sehr hohe Frequenzen mit niedriger Amplitude eingesetzt werden zur Unterdrückung von so genannten *exponential amplification* [CHOI 05].



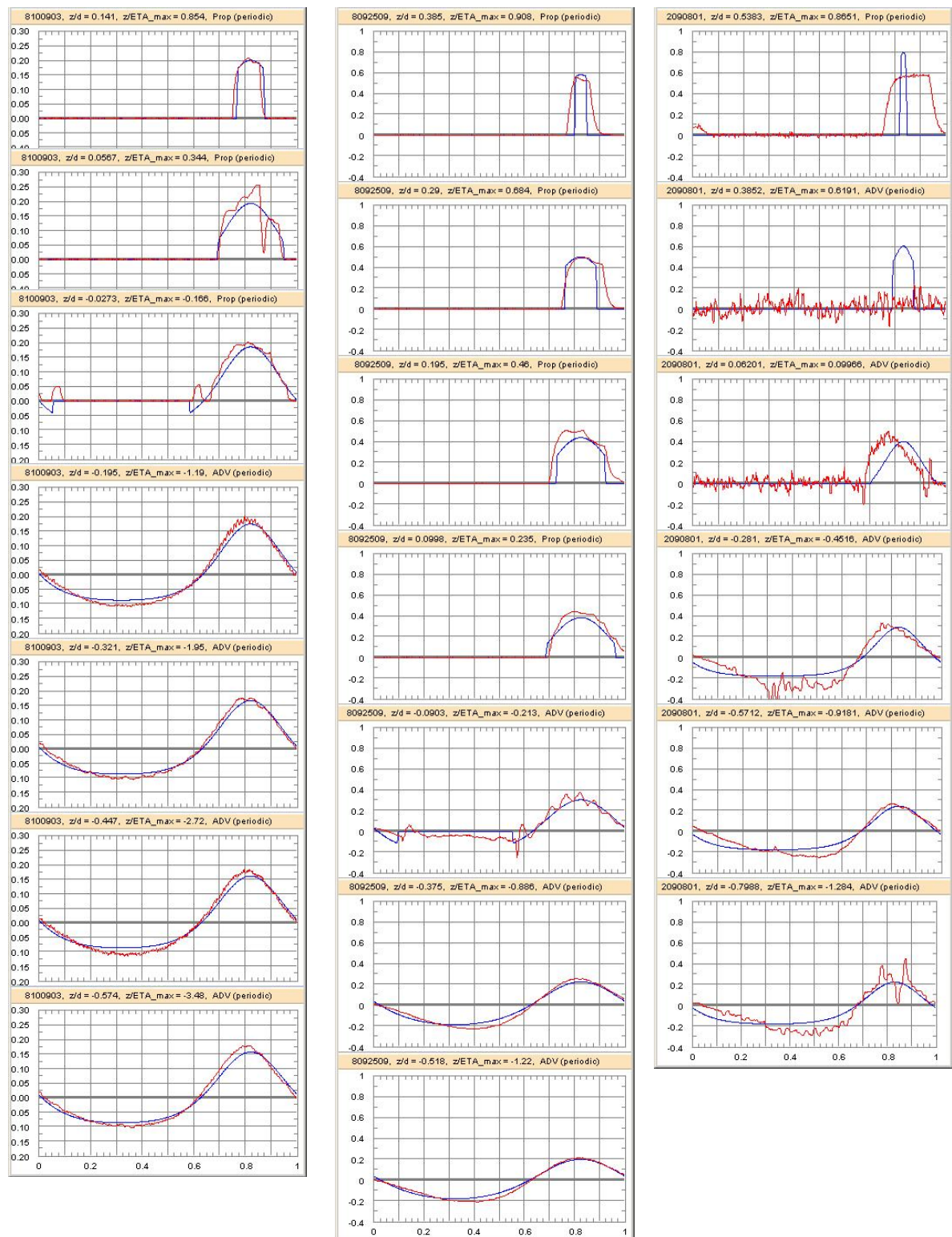


Abb. 6-9: Vergleich von gemessener horizontaler Partikelgeschwindigkeit (rot) mit Vorhersagen nach Fourier-Theorie (blau). Für die flache regelmäßige Welle ist eine sehr gute Übereinstimmung erkennbar (8100903). Bei den sehr steilen Wellen weichen die Werte zum Teil deutlich voneinander ab. (Ordinate:  $u/C$  [-], Abszisse:  $t/T$  [-], Prop: 1D-Propeller-Sonden; ADV: 3D-Acoustic Doppler Velocimetry, vgl. Tab. 6-1).

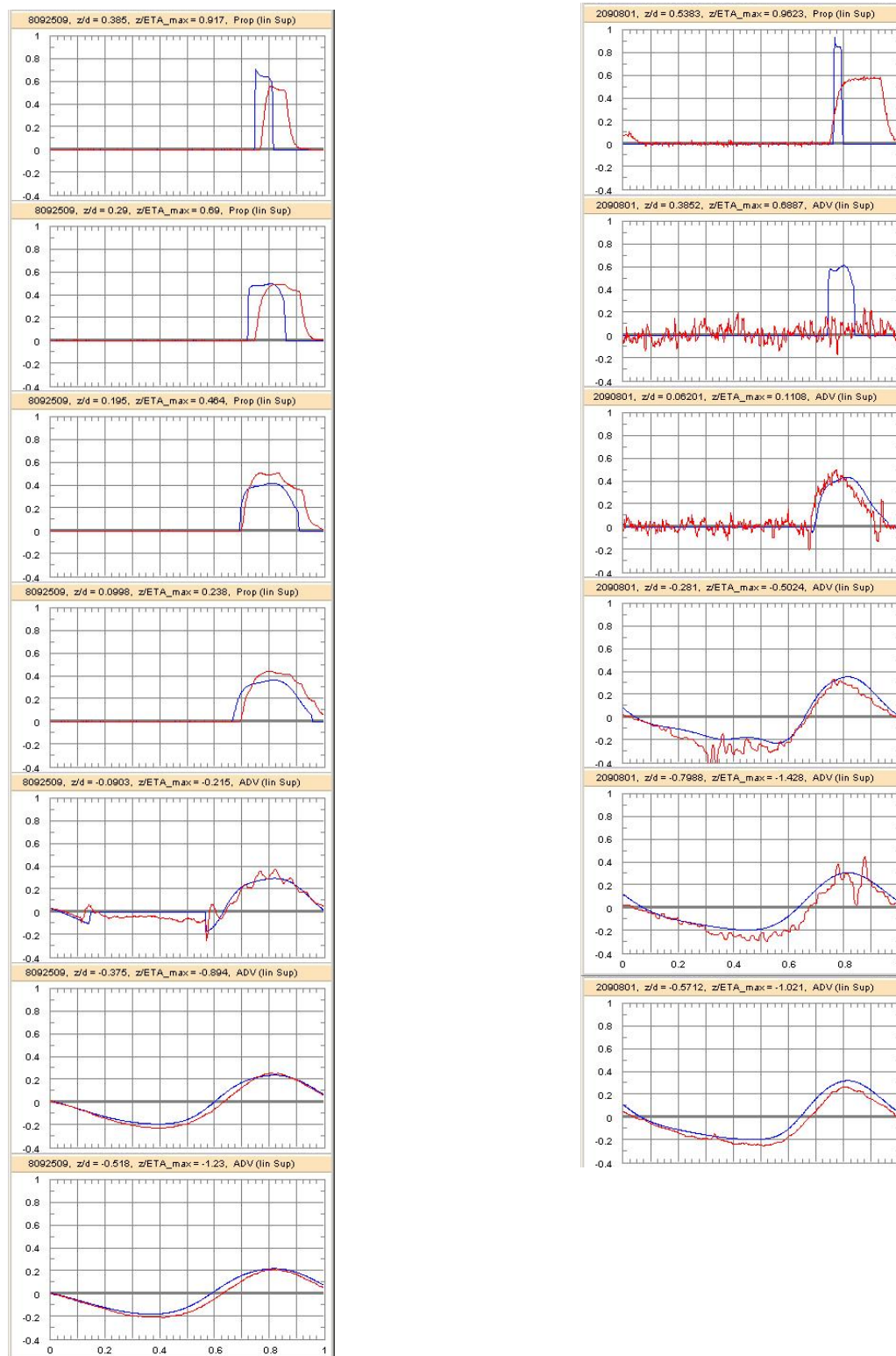


Abb. 6-10: Vergleich von gemessener horizontaler Partikelgeschwindigkeit (rot) mit Vorhersage der linearen Superposition (blau). Unter Berücksichtigung der Komplexität des physikalischen Problems und der Einfachheit der beschreibenden Methode, ist hier eine außerordentlich gute Übereinstimmung von Messung und Vorhersage dargestellt. (Ordinate:  $u/C$  [-], Abszisse:  $t/T$  [-], Prop: 1D-Propeller-Sonden; ADV: 3D- AcousticDoppler-Velocimeter, vgl. Tab. 6-1).

### 6.4.3 Vergleich der Auflagerkraft und Biegemomente

Nach der Analyse der Wasserspiegelauslenkung und horizontalen Partikelgeschwindigkeit werden final die Auflagerkräfte betrachtet. Die gemessenen Auflagerkräfte sind in Abb. 6-11 und Abb. 6-12 zu sehen. Die Beispiele werden mit einer periodischen Wellentheorie (Abb. 6-11), aber auch mittels der Methode der linearen Superposition beschrieben (Abb. 6-12). Zusätzlich zur Summe der gemessenen Auflagerkräfte ist hier das berechnete Biegemoment am Zylinderfuss eines als eingespannt angenommenen Pfahls gegeben. Die Darstellung des Biegemomentes ermöglicht ein Vergleich der Höhenverteilung der Krafteinwirkung.

Der gemessenen Kurve sind jeweils drei Ergebnisse nach dem MOJS Modell gegenübergestellt – „MOJS\_2\_1.2“, „MOJS\_LSF“ und „MOJS\_MC“. Diese theoretischen Vorhersagen der Wellenkraft beruhen jeweils auf einer identischen Partikelkinematik, jedoch wurden unterschiedliche Kraftkoeffizienten verwendet. Diese  $C_M$ - und  $C_D$ -Werte sind in Tab. 6-2 zusammengefasst. Die „MOJS\_2\_1.2“ Kurve ist in allen Abbildungen mit den gleichen Koeffizienten  $C_M = 2.0$  und  $C_D = 1.2$  ermittelt worden. Die Koeffizienten für „MOJS\_LSF“ und „MOJS\_MC“ variieren und wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (LSF: **Least Square error Fit**) sowie der **Maximum-Correlation Methode (MC)** für jede Welle auf Basis der Kraftmessung individuell ermittelt.

Aus den Abbildungen Abb. 6-11 und Abb. 6-12 wird auf den ersten Blick der Einfluss der Wellentheorie bei steilen Wellen deutlich, so stark unterscheiden sich die Zeitverläufe auf Basis einer periodischen Wellentheorie für sehr steile Wellen von den Messungen. Es stellen sich völlig unterschiedliche Gradienten ein, so dass die Zeitreihen nach Erreichen des Maximums viel zu schnell abfallen (Abb. 6-11). Folglich werden bei einer dynamischen Bauwerksreaktion überhöhte Schnitkräfte ermittelt. Dabei wäre natürlich auch zu berücksichtigen, dass die Maxima der Krafteinwirkung signifikant unterschätzt und die Minima bei Weitem überschätzt werden. Qualitativ unterscheiden sich die Kurven für die unterschiedlichen Kraftkoeffizienten kaum, so dass die Korrekturmöglichkeiten durch angepasste Werte gering sind. In Abb. 6-12 stimmen die Zeitverläufe für alle Wellen gut überein. Durch die individuelle Anpassung der Kraftkoeffizienten können die Extremwerte zudem auf das Niveau der Messung kalibriert werden. Die Biegemomente weichen dann jedoch von den Messungen ab, so dass die Höhenverteilung der Kräfte zu hinterfragen ist.

Bei der flachen Welle mit  $T = 10$  s (8100903) ist kein nennenswerter Einfluss der Wellentheorie erkennbar. Die Maxima der Wellenkraft treten hier phasenverschoben zur Messung auf. Trotzdem ist die klassische MOJS Formel hier unabhängig von der Beschreibung der Partikelkinematik in der Lage die Wellenkraft und das Biegemoment korrekt wiederzugeben. Bei weiterer Verringerung der Nichtlinearität der Welle wird die Übereinstimmung von Messung und theoretischer Vorhersage sogar nochmals gesteigert, wie im Anhang dargestellt (s. Anlage J). In allen untersuchten Fällen liegen die Maxima auf Basis der Standardkoeffizienten „MOJS\_2\_1.2“ oberhalb der Messung. Die Abweichung am Ende der Zeitreihen basiert auf einer Interaktion von Zylinder und Welle, auf die später noch eingegangen wird.

Anhand der Darstellungen der Gesamtkräfte und –biegemomente lassen sich sofort zwei Probleme der aktuell üblichen Formulierung des MOJS Modells [IEC 614003] benennen: (i) Die Kraftkoeffizienten sind mit der theoretischen Beschreibung der Welle, oder des Seegangs, verknüpft und (ii) durch die Beschränkung des MOJS Modells auf zwei Terme, und somit zwei Prozesse, variieren die Koeffizienten für die unterschiedlichen Wellen sehr stark.

Bei den experimentell ermittelten Kraftkoeffizienten handelt es sich um einen Vergleich von gemessenen Kräften und einer berechneten Kraft unter Verwendung einer gegebenen Partikelkinematik – gemessen oder berechnet. Damit liefern die Kraftkoeffizienten auch nur für die verwendete Partikelkinematik das optimale Ergebnis. Basieren die Kraftkoeffizienten z.B. auf Messdaten der Partikelkinematik müssen diese

später in der Anwendung der MOJS Formel auch wieder durch eine geeignete theoretische Beschreibung nachvollzogen werden. Dies ist nicht immer trivial wie Abb. 6-9 und Abb. 6-10 zeigen. Der  $C_M$  - Wert schwankt hier im schlimmsten Fall je nach Wellentheorie und Regressionsmethode um 40% (Tab. 6-2).

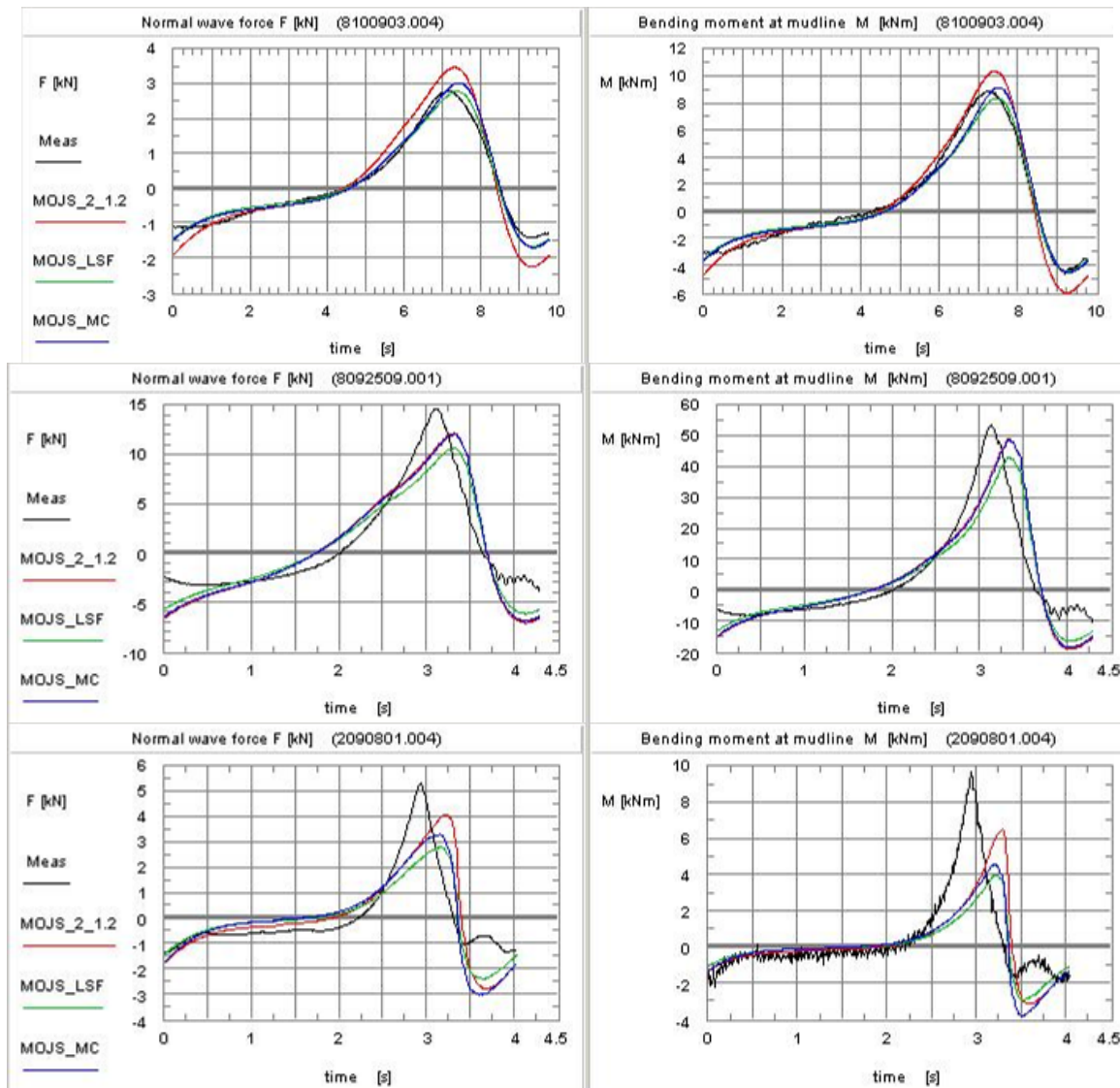


Abb. 6-11: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOJS Modell auf Basis einer periodischen Wellentheorie (Sobey-Fourier, XXXIII.; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für nichtbrechende Wellen (LF 6 und LF 5).

Die Variation der Kraftkoeffizienten beruht aber auch auf dem Umstand, dass nicht alle relevanten Prozesse in der MOJS-Formel erfasst werden. Erlangen diese zusätzlichen Prozesse einen signifikanten Anteil an der Gesamtbelastung werden sie zwangsläufig den  $C_M$  und  $C_D$  Werten zugeordnet, obwohl diese physikalisch nicht miteinander verknüpft sind. Als Folge repräsentieren die  $C_M$  und  $C_D$  Werte leider nicht ausschließlich den Trägheits- und Widerstandsanteil. Für die Ermittlung der **korrekten Kraftkoeffizienten** sind die ermittelten Werte um den Einfluss dieser zusätzlichen Prozesse zu korrigieren. Dies sind z.B. die Welle-Struktur Interaktion sowie der Einfluss der freien Oberfläche und des Eintauchprozesses. Das diese Phänomene nicht schon früher in den Blickpunkt geraten sind, wird ebenfalls anhand von Abb. 6-11 und Abb. 6-12 deutlich: Diese Prozesse sind lediglich für sehr steile Wellen signifikant. Das MOJS Modell



wurde ursprünglich jedoch für flache Wellen entwickelt und spätere Bemühungen ignorierten die genannten notwendigen methodischen Anpassungen z.B. [CHAPLIN et al. 92].

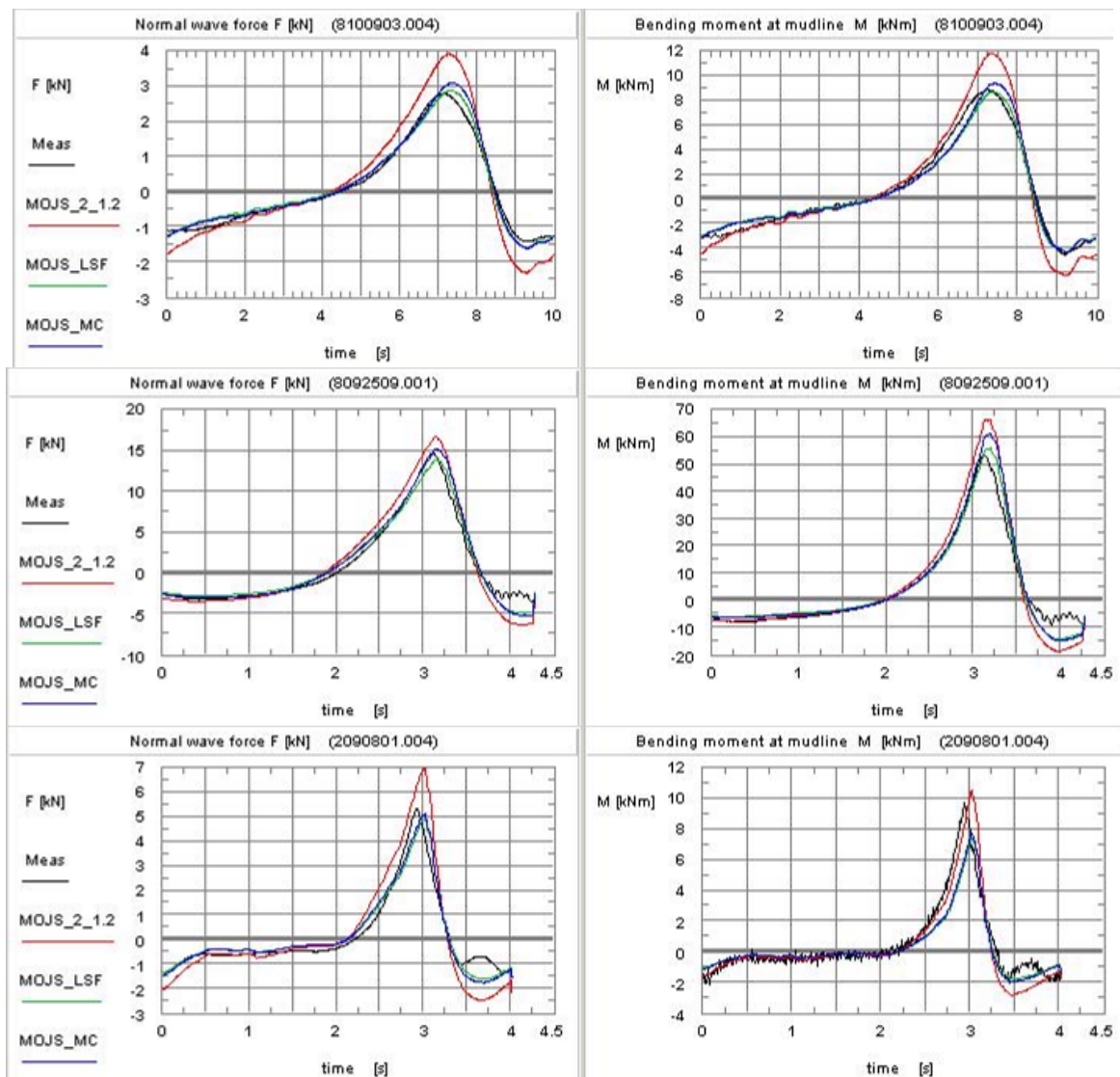


Abb. 6-12: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOJS Modell auf Basis der Methode der linearen Superposition (Airy&Wheeler; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten (LF 6 und LF 5).

	MOJS_2_1.2		MOJS_LSF (FOURIER)		MOJS_MC (FOURIER)		MOJS_LSF (lin Superposition)		MOJS_MC (lin Superposition)	
	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>
8100903	2.00	1.20	1.502	1.040	1.540	1.195	1.397	0.942	1.430	1.074
8092509	2.00	1.20	1.734	1.061	1.947	1.201	1.583	1.075	1.682	1.217
2090801	2.00	1.20	1.617	0.416	1.993	0.297	1.351	0.966	1.441	0.937

Tab. 6-2: MOJS - Kraftkoeffizienten der Zeitreihen aus Abb. 6-11 und Abb. 6-12 (LSF: least square fit; MC: Maximum Correlation; vgl. 2.1.1.1.3)

## 6.5 Fazit

Aus der Analyse der ungestörten Wasserspiegelauslenkung, gemessen an der Kanalwand, und der lokalen Wasserspiegelauslenkung am Zylinder, gemessen vor, seitlich und hinter der Struktur, wurde die Annahme einer horizontalen Wasserspiegeloberfläche über den Zylinderdurchmesser und daraus resultierend die Integrationsgrenze nach dem klassischen MOJS Modell für steile Wellen des LF 5 geprüft. Die Ergebnisse zeigen, dass die benetzte Höhe für sehr steile Wellen signifikant von der ungestörten Wasserspiegelauslenkung abweicht. Die dem MOJS Modell zugrunde liegenden Vereinfachungen konnten nicht für steile Wellen bestätigt werden. Dies sind: (i) Von einem horizontalen Gradienten der Wasserspiegelauslenkung auszugehen, (ii) der Zylinder somit entsprechend des Niveaus der Zylinderachse vollständig eingetaucht ist, und (iii) bis zum Messwert auf der Zylinderachse zu integrieren (vgl. Abb. 6-7). Für flache Wellen des LF 6 zeigen die Ergebnisse, dass die Vereinfachungen im MOJS Modell Gültigkeit besitzen.

Danach wird ein **erheblicher Teil der Krafteinwirkung sehr steiler Wellen** im Bereich der veränderlichen Wasseroberfläche – je nach Wellenphase mehr als 50% – **nicht oder nicht korrekt durch die klassische MOJS Formel beschrieben**. Die MOJS Formel bildet in diesem Fall nicht alle beteiligten Prozesse ab. Daraus lässt sich zusammenfassend Folgendes ableiten:

- Die für flache Wellen ermittelten MOJS Kraftkoeffizienten sind nur Anhaltspunkte jedoch nicht allgemein auf steile Wellen übertragbar.
- Für die Anwendung der klassischen MOJS Formel auf steile Wellen des LF 5 sind experimentell verifizierte Kraftkoeffizienten zu ermitteln, die immer nur Prototypencharakter besitzen können. Es ist zu prüfen, ob der Zeitverlauf der Krafteinwirkung dann hinreichend genau beschrieben werden kann.
- Der Bereich des nicht vollständig eingetauchten Zylinders kann nicht durch die MOJS Formel beschrieben werden, ebenso wenig wie dieser Bereich aus dem MOJS Modell heraus abgeleitet werden kann.
- Sollten die relevanten Prozesse im Bereich des nicht vollständig eingetauchten Zylinders berücksichtigt werden, muss das MOJS Modell erweitert werden.

Der Anwendungsbereich der MOJS Formel wird aktuell über das D/L Kriterium geprüft. Dies ist auf Grundlage der hier gezeigten Ergebnisse ein notwendiges Kriterium, jedoch bei Berücksichtigung sehr

steiler Wellen kein hinreichendes. Hier ist der Gradient der Wasserspiegelauslenkung im Verhältnis zum Zylinderdurchmesser ebenfalls zu berücksichtigen.

Des Weiteren wurde die Verwendung einer periodischen Wellentheorie zur Beschreibung der Krafteinwirkung mittels des MOJS Modells für steile Wellen untersucht. Ein in der Praxis durchaus übliches Verfahren. Erwartungsgemäß weicht die Vorhersage der Wellenform aufgrund der sich einstellenden Asymmetrien der Wellenform von den Messungen ab. Für sehr steile Wellen des LF 5 sind zudem die Beschränkung auf die theoretische Grenzwellenhöhe und sich einstellende mathematische Artefakte im Wellenberg und -tal zu beachten. Der Zeitverlauf der Krafteinwirkung zeigt sehr große Abweichungen. Unter Flachwasserbedingungen wird das Biegemoment um 50% unterschätzt. (Abb. 6-11, 2090801). Die Verwendung der Methode der linearen Superposition zeigt ein deutlich verbessertes Ergebnis. Es sei trotzdem angemerkt, dass die lineare Superposition an dieser Stelle nicht als ultimative Methode dargestellt werden soll. Vielmehr zeigt die Untersuchung die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Wellenasymmetrien und korrekten Beschreibung der Wellenform. Diese kann natürlich auch mit anderen Modellen ermittelt werden. Für Wellen des LF 5 wurde unabhängig von der wellentheoretischen Beschreibung eine gute Überstimmung festgestellt.

Eine **periodische Wellentheorie** ist somit **nicht** als Grundlage zur Kraftermittlung steiler Wellen **im Flachwasserbereich** geeignet. Im Übergangsbereich und Tiefwasser kann die Anwendung ebenfalls nicht empfohlen werden.

Im Hinblick auf eine mögliche Erweiterung des MOJS Modells zur Berücksichtigung der Welle-Struktur Interaktion und weiterer Prozesse, ist die Verwendung einer periodischen Wellentheorie auszuschließen. Hierzu ist eine korrekte Abbildung der Wellenform zwingend erforderlich.





## 7 Quasi-statischer Kraftanteil und MOJS-Formel: Kraftkoeffizienten und steile Wellen (lotrechter Zylinder)

Das aktuelle Kriterium zur Prüfung der Anwendung des MOJS Modells beruht auf dem D/L Verhältnis (Gl. 6-1). Die Wellenhöhe, somit die Wellensteilheit, findet in der Definition der Anwendungsgrenzen keine Verwendung und das Prüfkriterium wird ohne Zweifel auch von sehr steilen, so genannten *near-breaking*, Wellen eingehalten (Tab. G-2, Tab. G-5, Tab. G-8). Im vorherigen Abschnitt konnte schon gezeigt werden, welchen signifikanten Einfluss die Wellensteilheit auf die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder hat. Für sehr steile Wellen führt dies zu einer Verletzung der Annahme der ungestörten Wasserspiegeloberfläche bei gleichzeitiger hoher Differenz von benetzter Höhe auf der Vorder- und Rückseite des Zylinders.

Im folgenden Kapitel wird die MOJS Formel in der Anwendung auf steile Wellen anhand der Messung einer Linienkraft auf ein Zylindersegment genauer untersucht. Analog zum Vorgehen im vorherigen Kapitel werden Wellen des Lastfalls 5 (nicht-brechende, steile Wellen;  $H_{cyl}/H_{lim} = 0.832 \div 1.047$ ) und des Lastfalls 6 (nicht-brechende, flache Wellen;  $H_{cyl}/H_{lim} = 0.302 \div 0.564$ ) analysiert ( $H_{lim}$ : Grenzwellenhöhe Wellenhöhe nach Gl. 2-5 und  $H_{cyl}$ : Wellenhöhe an der Zylinderfront, WG1 nach Abb. 6-1).

Wie komplex die Fragestellung ist, zeigt schon der erste Abschnitt. Hier wird der Zeitversatz der Strömungsmesssonden aufgrund interner Signalverarbeitung untersucht und dessen bedeutender Einfluss auf die MOJS Kraftkoeffizienten aufgezeigt. Anschließend erfolgt die experimentelle Ermittlung der  $C_M$  und  $C_D$  Werte für ein vollständig eingetauchtes Zylindersegment. Außerdem wird der Einfluss der freien Oberfläche diskutiert und der zweite Lastzyklus aus ringing untersucht.

### 7.1 Zeitversatz der Partikelkinematik

Die Partikelkinematik kann aus verschiedenen Gründen zeitversetzt zu anderen zeitsynchron aufgezeichneten Datenaufträgen, z.B. der Kraftmessung oder der Messung der Wasserspiegelauslenkung. In einem solchen Fall ist eine Synchronisation erforderlich und ein Zeitversatz  $\Delta t_{ges}$  folgendermaßen zu berücksichtigen:

$$u_{synchronisiert}(t) = u(t_{orig} + \Delta t_{ges}) \quad [s] \quad (7-1)$$

mit:

$u(t)$ : Messung der Partikelgeschwindigkeit

$t_{orig}$ : Original Zeitstempel des Messwerts

$\Delta t_{ges}$ : Zeitversatz des Zeitstempels zum tatsächlichen Auftreten des physikalischen Ereignisses.

In den Zeitversatz gehen Anteile aus der Beugung der einlaufenden Welle  $\Delta t_{linDiff}$  ein, sowie eine Positionskorrektur der Strömungssonde (Propeller- und NSW-Sonden)  $\Delta t_{front-center}$  und aus der Signalverarbeitung im Messsystem selbst  $\Delta t_{propeller}$  und  $\Delta t_{NSW}$  ein:

$$\begin{aligned} \Delta t_{ges} &= \Delta t_{linDiff} + \Delta t_{front-center}(\alpha_{cyl}) + \Delta t_{propeller} \quad [s] \\ \Delta t_{ges} &= \Delta t_{linDiff} + \Delta t_{front-center}(\alpha_{cyl}) + \Delta t_{NSW} \quad [s] \end{aligned} \quad (7-2)$$

Wie im Folgenden gezeigt wird, kann dieser Zeitversatz einen für die Bestimmung der Kraftkoeffizienten signifikanten Wert annehmen und somit beitragen, die Ergebnisse früherer Analysen zu verstehen.

### 7.1.1 Zeitversatz der Trägheitskraft nach linearer Diffraktionstheorie (*phase lead*)

Der Zeitversatz des Trägheitsanteils nach Anlage B kann nach [RAHMAN 98] folgendermaßen ermittelt werden:

$$\beta = -\tan^{-1} \left[ \frac{J_1'(kR_{cyl})}{Y_1'(kR_{cyl})} \right] \quad (7-3)$$

mit  $J_1$ : Bessel Funktion erster Art und erster Ordnung;  $Y_1$ : Bessel Funktion zweiter Art und erster Ordnung;  $k$ : Wellenzahl,  $= 2\pi/L$ ;  $R_{cyl}$ : Zylinderradius. Zum Beispiel würde sich nach Gl. (7-3) für eine Wellenlänge von  $L = 25.0$  m, einen Zylinderdurchmesser von  $R_{cyl} = 0.35$  m und eine Wellenperiode  $T = 4.29$  s ein Zeitversatz von:

$$\Delta t_{lin Diff} = 0.004 \quad [s] \quad (7-4)$$

ergeben. Für längere regelmäßige Wellen mit  $T = 10.0$  s würde sich bei sonst gleichen Bedingungen der Zeitversatz auf 0.002 s verringern.

### 7.1.2 Zeitversatz aus Messung auf Höhe der Zylinderfront

Aufgrund der Messung der Partikelkinematik auf Höhe der Zylinderfront, sind die Daten durch Berücksichtigung eines Zeitversatzes auf die Zylinderachse zu transformieren. Der Anteil aus einer horizontalen Verschiebung beträgt:

$$\Delta t_{front-center} = -\frac{R_{cyl}}{C} \cos \alpha_{cyl} \quad [s] \quad (7-5)$$

Der Zylinderradius ist  $R_{cyl} = 0.35$  m, die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit variiert im Bereich  $C = 5-7$  m/s und die Neigung des Zylinders  $\alpha_{cyl} = \pm 45-0^\circ$ . Somit liegt der Zeitversatz aufgrund einer Positionierung der Strömungssonden auf Höhe der Zylinderfront innerhalb:

$$\Delta t_{front-center} (\alpha_{cyl} = 0^\circ) = -0.0500 \div -0.0700 \quad [s] \quad (7-6)$$

$$\Delta t_{front-center} (\alpha_{cyl} = \pm 45^\circ) = -0.0354 \div -0.0495 \quad [s] \quad (7-7)$$

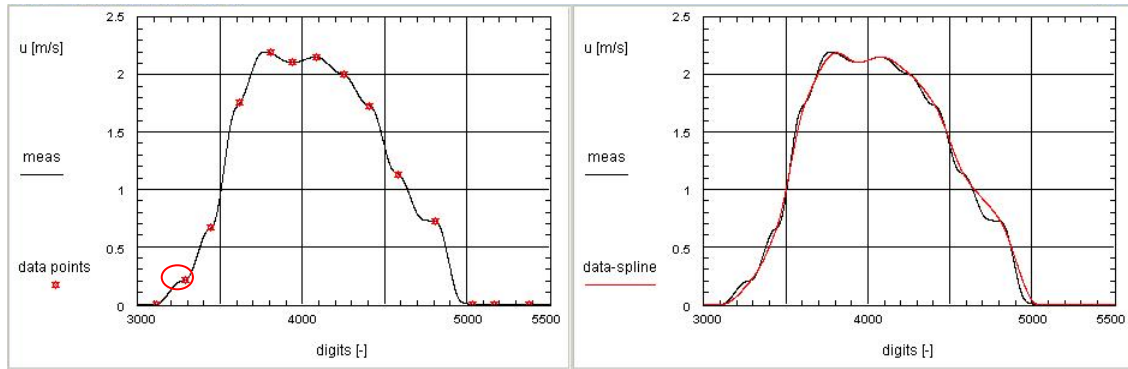
### 7.1.3 Zeitversatz aus der Signalverarbeitung innerhalb des Messsystems

#### 7.1.3.1 Propellersonden

Zunächst erfolgt eine Aufbereitung des Messsignals. Das Beispiel einer Messung der Propellersonden im Bereich des Wellenbergs ist in Abb. 7-1 zu sehen. Das mit 200 Hz abgetastete Signal suggeriert eine kontinuierliche Messung. Tatsächlich handelt es sich um eine diskrete Messung, so dass das Signal stufenförmig von Messpunkt zu Messpunkt ansteigt. Die Aktualisierungsrate des Messsystems liegt somit unterhalb der Abtastrate der Messaufzeichnung.<sup>5</sup> In Abb. 7-1 sind die Messpunkte der Propellersonden näherungsweise aus der Krümmung der Zeitreihe ermittelt (Abb. 7-1, links \*). Wird die Zeitreihe auf Basis dieser Messpunkte mittels Interpolation rekonstruiert, ergibt sich ein deutlich kontinuierlicher Verlauf (Abb. 7-1, rechts —). Die aufgezeichnete Messung ist ebenfalls gegeben (—).

---

<sup>5</sup>Dieses Phänomen konnte schon während früherer GWK - Messungen beim Einsatz von Pulsradar-Geräten beobachtet werden und wurde in Zusammenarbeit mit dem Hersteller der Geräte optimiert.



**Abb. 7-1: Beispiel einer Messung der Propellersonde. Die aufgezeichneten Daten basieren auf einzelnen diskreten Messpunkten (\*). Diese Messpunkte werden dann interpoliert, um ein kontinuierliches Signal zu erhalten (—: meas). Die Re-Analyse der Daten (—: data-spline) auf Basis der diskreten Messpunkte ist deutlich kontinuierlicher. Das Vorzeichen des zweiten Datenpunktes ist äußerst zweifelhaft (mit ○ markiert, vgl. Abb. 7-2). Abtastrate = 1 kHz ( $\alpha_{\text{cyl}} = 0^\circ$ , transientes Wellenpaket - 8092506, LF 5).**

Für die Auswertung des Zeitversatzes bedeutet dies, dass mindestens die Zeitdauer zwischen zwei Messpunkten im Gerät vorgehalten werden muss, damit eine Interpolation der Datenpunkte erfolgen kann. Die Zeitreihe wird somit zeitlich verschoben ausgegeben. Der mittlere Abstand der Datenpunkte konnte aus der Analyse der Krümmungsänderung zu  $\Delta t = 0.175$  s bestimmt werden. Unter Umständen ist ein Aufschlag für die interne Signalaufbereitung zu berücksichtigen.

Im nächsten Schritt wird das Signal der Propellersonden der Messung der Wasserspiegelauslenkung gegenübergestellt (Abb. 7-2). Das Zeitintervall, in dem die Sonde eingetaucht ist, wird in der Länge übereinstimmend sowohl von der Strömungssonde und als auch dem Wellenpegel bestimmt. Wobei dies für die Propellersonde aufgrund des Abstands der Datenpunkte mit einer großen Unsicherheit verbunden ist. Jedoch treten die Zeitintervalle nicht zeitsynchron auf. Ein Zeitverzug von 0.27 Sekunden zeigt dann eine gute Übereinstimmung. Daher wird der Zeitverzug der Propellersonden aufgrund interner Signalverarbeitung zu

$$\Delta t_{\text{propeller}} = 0.2700 \quad [\text{s}] \quad (7-8)$$

gesetzt.

Unabhängig vom Zeitverzug zeigt Abb. 7-2 eine weitere Unsicherheit bei der Analyse der Messung der Propellersonden, da die Sonden ausschließlich positive Ausgangssignale liefern. In Abb. 7-2 wurde daher das Vorzeichen des zweiten Datenpunktes umgekehrt (vgl. Abb. 7-1: ○ Markierung). Daraus ergeben sich dann ein Verlauf entsprechend der theoretischen Vorhersage und plausible Beschleunigungswerte. Diese werden andernfalls unterschätzt. Zudem ist aufgrund der in Abb. 7-1 dargestellten Aktualisierungsrate von ca. 0.175 s die Auflösung der Messdaten auch bei einer höheren Abtastrate des Signals auf dieses Intervall beschränkt. Für eine zuverlässige Analyse im Zeitbereich erscheinen die Einschränkungen der Propeller Strömungssonden zu groß und werden in den nächsten Schritten nur noch qualitativ betrachtet.

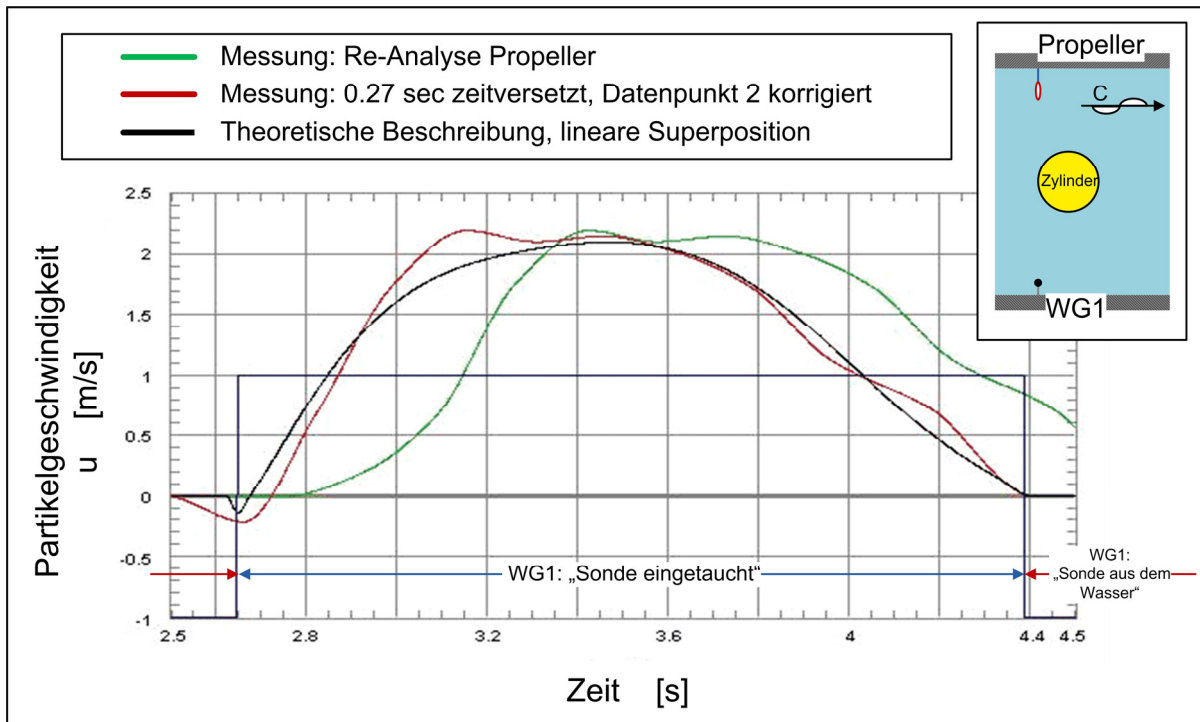


Abb. 7-2: Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit mittels Propellersonde. Die Aufzeichnung des Wellenpegels auf Höhe der Zylinderfront ist in der Form „Sonde eingetaucht = 1“ und „Sonde aus dem Wasser = -1“ dargestellt (WG1, Abb. 6-1: —). Zusätzlich ist der Verlauf der theoretischen Vorhersage gegeben (—). Die Re-Analyse der Propellermessung ist zum Einen mit dem originalen Zeitstempel dargestellt (—) und zum Anderen um 0.27 Sekunden verschoben (—). Bei dieser Kurve wurde das Vorzeichen des zweiten Datenpunktes umgekehrt (vgl. Abb. 7-1: ○ Markierung).

### 7.1.3.2 NSW Strömungssonden

Die Bestimmung des Zeitverzugs aufgrund interner Datenverarbeitung in den NSW Strömungssonden erfolgt ebenfalls durch den Vergleich mit der Wellenpegelmessung. Ein Test bei Eintauchvorgängen liefert lediglich qualitative Aussagen. So wird der Zeitverzug auf der Annahme, dass die horizontale Partikelgeschwindigkeit und die Wasserspiegelauslenkung für Wellen geringer Amplitude in Phase verlaufen, ermittelt.

In Abb. 7-3 ist dies für einen Zeitverzug von  $\Delta t_{NSW} = 0.18 \text{ s}$  zu sehen. Erst nach der Korrektur des Zeitverzugs wird die Übereinstimmung der Phasen erzielt. Der Test wurde auf 3 Strömungssonden und 20 Wellen angewendet. Daraus resultiert der Zeitverzug der NSW - Sonden aufgrund interner Signalverarbeitung zu:

$$\Delta t_{NSW} = 0.1800 \text{ [s]}. \quad (7-9)$$

bei einer relativ großen Standardabweichung von 16%. Die Aktualisierungsrate der Messdaten ist auch in diesem Fall geringer als die Abtastrate der Datenaufzeichnung. Bezogen auf die Gradienten der gemessenen Geschwindigkeiten ist die Einschränkung in diesem Fall vernachlässigbar.

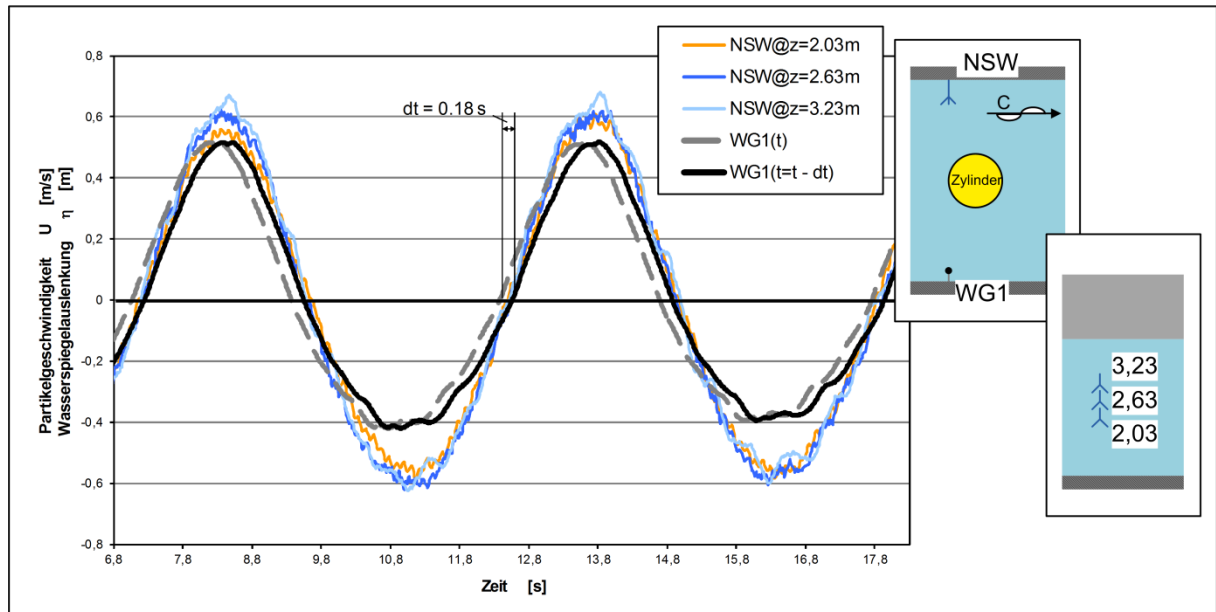


Abb. 7-3: Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit mittels NSW-Sonde. Die Aufzeichnung des Wellenpegels auf Höhe der Zylinderfront ist im Original (WG1(t): —) und zeitverschoben (WG1(t=t-dt): —) zu sehen. Die Messungen der Strömungssonden auf verschiedenen Höhen verlaufen zueinander in Phase; zur Wasserspiegelauslenkung ist ein Zeitversatz von  $dt = \Delta t_{\text{NSW}} = 0.18 \text{ s}$  erkennbar. (Versuch: 8101401)

#### 7.1.4 Sensitivitätsanalyse und Einfluss des Zeitversatzes auf die MOJS Koeffizienten

Der Abschnitt beginnt mit der Darstellung zweier Beispiele. Das erste Beispiel zeigt ohne Berücksichtigung des Zeitverzugs einen physikalisch wenig sinnvollen experimentell ermittelten  $C_D$ -Wert. Im zweiten ist der signifikante Einfluss des Zeitverzugs auf die Höhe des  $C_D$ -Wertes zu sehen. Anschließend folgt eine Sensitivitätsanalyse der verzögerten Signalausgabe auf den Fehler der theoretischen Beschreibung sowie die Darstellung des Einflusses der verwendeten theoretischen Beschreibung auf das Ergebnis. Abschließend erfolgt eine Abschätzung des Zeitverzugs auf Basis einer Plausibilitätsbetrachtung der Ergebnisse für regelmäßige Wellen und transienten Wellenpaketen (LF 4,5 -6).

Die Ergebnisse dieses Abschnitts beruhen auf Daten der NSW-Strömungsmessungen und der Linienkraft des unteren Rings, die aus den Druckmessungen über den Umfang des Zylinders ermittelt wird (vgl. Abb. 3-2). Die Kraftkoeffizienten werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt. Der Begriff „klassische MOJS“ und kurz „*classic*“ meint die theoretische Beschreibung entsprechend dem klassischen MOJS Modell nach Gl. 2-2. Unter „Erweiterungen“ sowie „*modi*“ (*modified*) sind die nichtlinearen Erweiterungen zur Berücksichtigung advektiver Beschleunigungen und Drücke zweiter Ordnung nach Gl. 2-7 und die axiale Divergenzkraft nach Gl. 2-9 zu verstehen.

Das erste Beispiel in Abb. 7-4 zeigt eine Messung am lotrechten Zylinder und eine Welle mit geringer Amplitude. Das Endergebnis „MOJS“, die Summe von Trägheits- und Strömungsdruckkraft, wird durch die Berücksichtigung des Zeitversatzes kaum beeinflusst. Sowohl für  $\Delta t_{\text{ges}} = 0.0 \text{ s}$  als auch für  $\Delta t_{\text{ges}} = 0.12 \text{ s}$  ist die Vorhersage sehr gut. Trotzdem unterscheiden sich die Strömungsdruckkraftanteile (MOJS<sub>drag</sub>) grundlegend. Ohne Berücksichtigung des Zeitverzugs wird ein physikalisch wenig sinnvoller Koeffizient von  $C_D = -0.55$  ermittelt. Dies wird durch die Berücksichtigung des Zeitverzugs der Geschwindigkeitsmessung korrigiert.

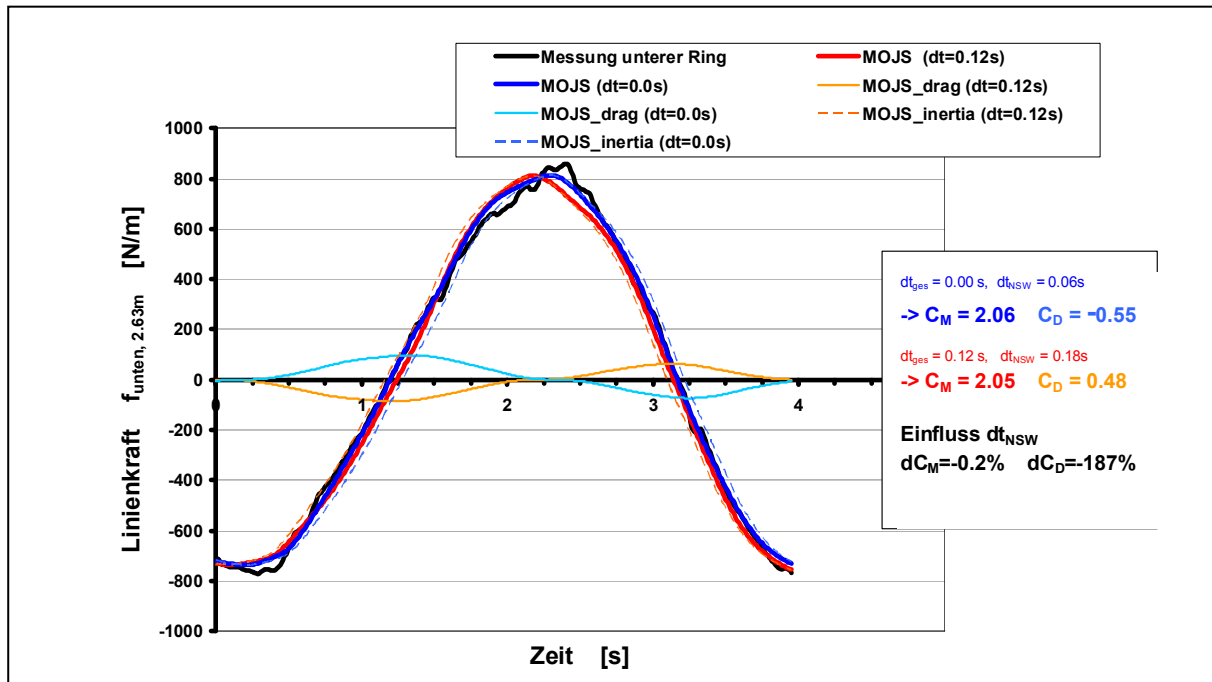


Abb. 7-4: Messung der Linienkraft (DMD unterer Ring), sowie Darstellung der MOJS Kraft mit und ohne Berücksichtigung des Zeitverzugs der Geschwindigkeitsmessung. Ohne Berücksichtigung des Zeitverzugs wird ein physikalisch unplausibler  $C_D$ -Wert von  $C_D = -0.5$  ermittelt. Trotzdem ist die resultierende Linienkraft in beiden Fällen weitestgehend identisch. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , regelmäßige Welle - 8100814.005, LF 6; klassische MOJS: Gl. 2-2).

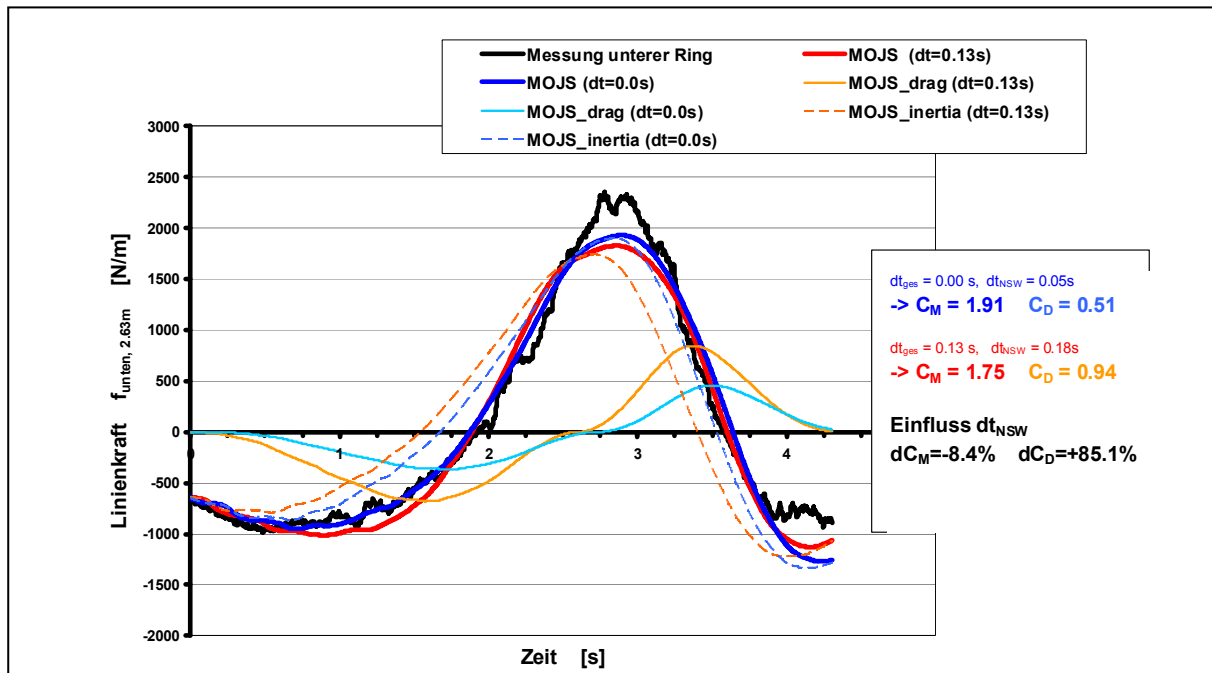


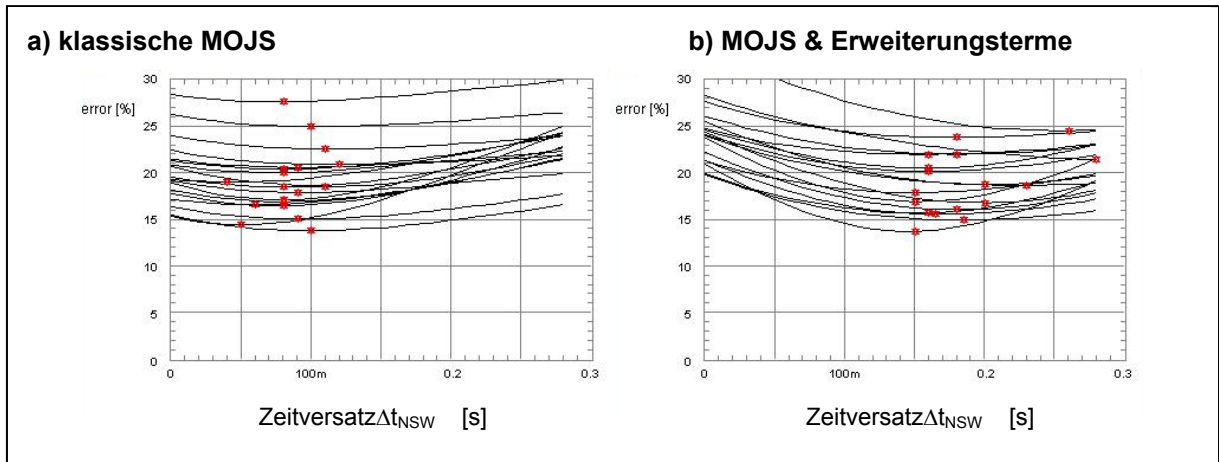
Abb. 7-5: Messung der Linienkraft (DMD unterer Ring), sowie Darstellung der MOJS Kraft mit (--) und ohne (--) Berücksichtigung des Zeitverzugs der Geschwindigkeitsmessung. Der Anteil der Strömungsdruckkraft und somit der Kraftkoeffizient variiert dabei sehr stark. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transientes Wellenpakete 8092509, LF 5; klassische MOJS: Gl. 2-2).

Im zweiten Beispiel ist die Einwirkung eines transienten Wellenpakets zu sehen (Abb. 7-5). Die Wellenhöhe entspricht in etwa der maximalen Wellenhöhe einer nicht - brechenden Welle (LF 5). Auch hier ist der Einfluss des Zeitverzugs auf den  $C_D$ -Koeffizienten signifikant. Ohne weitere Modifikation der gemessenen Partikelkinematik wird der  $C_D$ -Wert zu 0.51 bestimmt. Nach Korrektur des Zeitverzugs mit  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s erhöht sich der Wert auf 0.94. Dies ist ein Unterschied von 85%.

Bei der Sensitivitätsanalyse wird in einem ersten Schritt analog zu [BEARMAN et al. 95] der Fehler in Abhängigkeit vom Zeitverzug untersucht. Der Fehler (engl. *error*) ist in diesem Fall folgendermaßen definiert:

$$error = \frac{\sum_{i=1}^N [(f_{theory,i} - f_{measured,i})^2]}{\sum_{i=1}^N [f_{measured,i}^2]} \cdot 100 \quad [\%]. \quad (7-10)$$

Die Zeitpunkte des minimalen Fehlers markieren das beste Ergebnis wie in Abb. 7-6 zu sehen. Bei Verwendung des klassischen MOJS Modells ist dies im Mittel für die transienten Wellenpakete bei  $\Delta t_{NSW} = 0.08$  s der Fall. Dies ändert sich jedoch, wenn weitere nichtlineare Terme in die theoretische Beschreibung einfließen. Dann liegt das Optimum beim prognostizierten Wert mit  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s. Werden die beiden Ausreißer am rechten Rand nicht berücksichtigt, mindert sich dieser Wert ab auf  $\Delta t_{NSW} = 0.17$  s. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von [BEARMAN ET AL. 95] ist somit grundsätzlich ein Zeitverzug sichtbar, jedoch gleichzeitig auch eine große Abhängigkeit vom zugrunde liegenden theoretischen Modell.

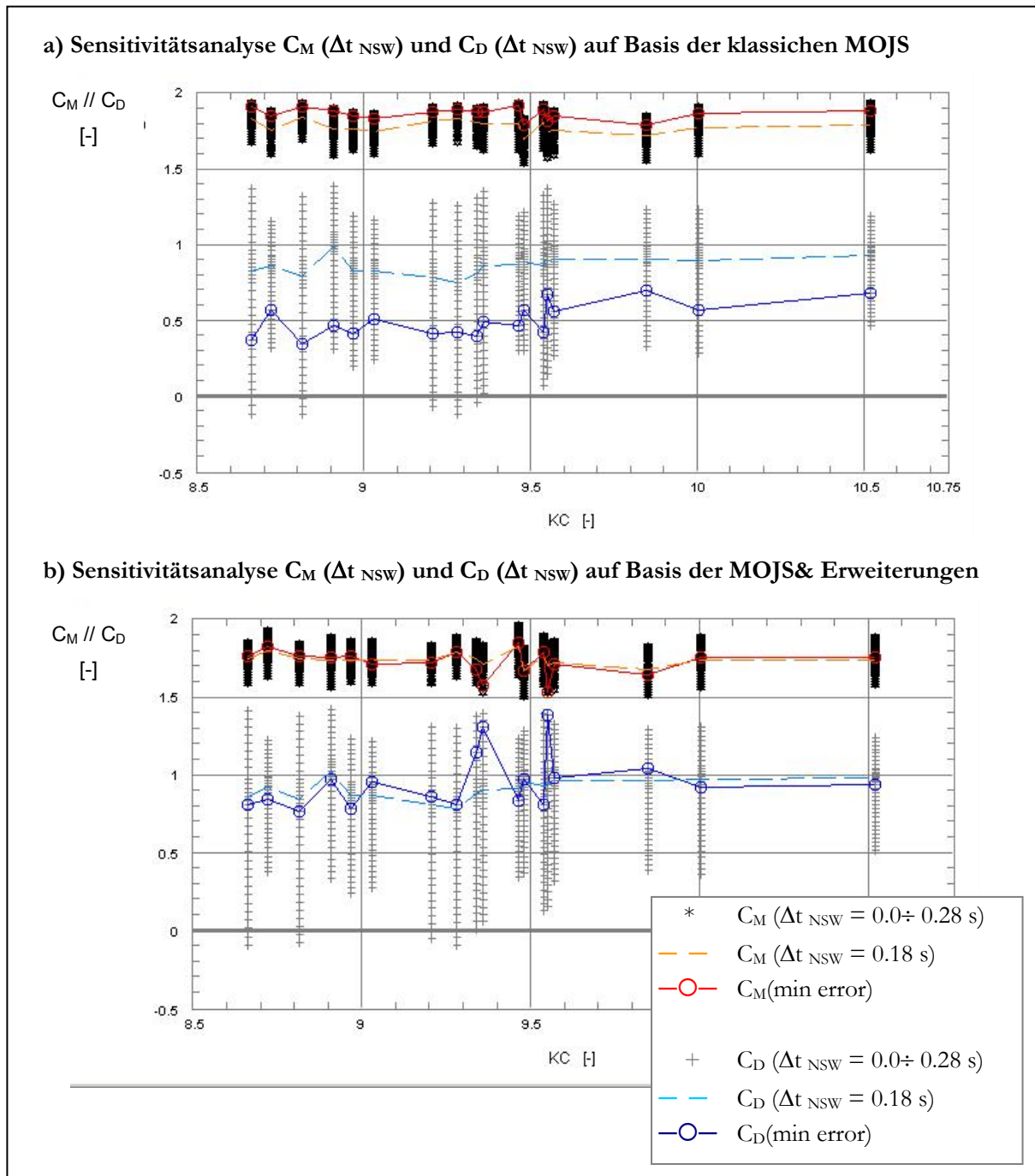


**Abb. 7-6: Sensitivitätsanalyse des Fehlers der theoretischen Beschreibung nach Gl. 7-10 bei variierendem Zeitverzug in der Messsonde unter Verwendung gemessener Partikelkinematik. Der Einfluss der theoretischen Beschreibung und somit der berücksichtigten Prozesse auf die Fehlerminima (\*) ist deutlich sichtbar. Für die klassische MOJS Formel (a) tritt der geringste Fehler im Mittel bei  $\Delta t_{NSW} = 0.08$  s auf, bei Berücksichtigung weiterer nichtlinearer Terme (b) dagegen beim Wert  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4,5 – 5; klassische MOJS: Gl. 2-2; Erweiterungen: Gl. 2-7& Gl. 2-9).**

Im zweiten Schritt der Sensitivitätsanalyse wird die Schwankungsbreite der Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  in Abhängigkeit vom Zeitverzug  $\Delta t_{NSW}$  analysiert. Der  $C_M$ -Wert ist danach deutlich robuster gegenüber einer Veränderung des Zeitstempels im Geschwindigkeitsverlauf als der  $C_D$ -Wert (Abb. 7-7: \*, +). Für das Fenster  $\Delta t_{NSW} = 0.0 \div 0.28$  s ergeben sich Standardabweichungen von  $\sigma_{C_M} \approx 6.0$  % sowie  $\sigma_{C_D} \approx 42$  %.



Auch hier zeigt sich die Signifikanz des Zeitverzugs der Strömungsmessung auf das Ergebnis der experimentell ermittelten Kraftkoeffizienten.



**Abb. 7-7: Variation der MOJS Kraftkoeffizienten bei veränderlichem Zeitverzug von  $\Delta t_{NSW} = 0.0 \div 0.28 \text{ s}$ .** Die Ergebnisse für  $\Delta t_{NSW} = 0.18 \text{ s}$  und  $\Delta t_{NSW} = \text{„min error“}$  sind hervorgehoben. Das optimale Ergebnis liegt nur bei Berücksichtigung der MOJS Erweiterungen sehr nahe am prognostizierten Zeitverzug. Ebenso wird der große Einfluss des Zeitverzugs der Partikelgeschwindigkeit auf den Kraftkoeffizienten  $C_D$  deutlich. Bei Kenntnis des tatsächlichen Zeitverzugs -  $\Delta t_{NSW} = 0.18 \text{ s}$  - ist der Einfluss der theoretischen Beschreibung nur noch gering. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4,5 – 5; MOJS & Erweiterungen: Gl. 2-2 & Gl. 2-7 & Gl. 2-9).



Gleichzeitig zeigt sich auch ein sehr großer Einfluss der verwendeten theoretischen Beschreibung der Kraft. Analog zu Abb. 7-6 verschiebt sich der optimale Zeitverzögerung für den minimalen Fehler von Messung und Vorhersage je nachdem ob potentialtheoretische Erweiterungen berücksichtigt werden oder nicht. Bei Kenntnis des Zeitverzugs, hier zu  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s ermittelt, wird dieser Einfluss fast vollständig eliminiert. Als weiteren Aspekt werden durch die korrekte Berücksichtigung des Zeitverzugs der Partikelgeschwindigkeitsmessung physikalisch nicht sinnvolle Ergebnis wie  $C_D < 0$  korrigiert. Dies wird umso deutlicher, wenn man die Ergebnisse für regelmäßige Wellen in die Betrachtung einbezieht (Abb. 7-8). Bei einer Auswertung nach der geringsten Abweichung des MOJS Modells „min error“ streuen die Datenpunkte sehr weit und liegen im physikalisch fragwürdigen, negativen Bereich. Setzt man jedoch einen Zeitverzögerung von 0.18 s voraus, ist das Ergebnis so gut wie unabhängig von der theoretischen Beschreibung.

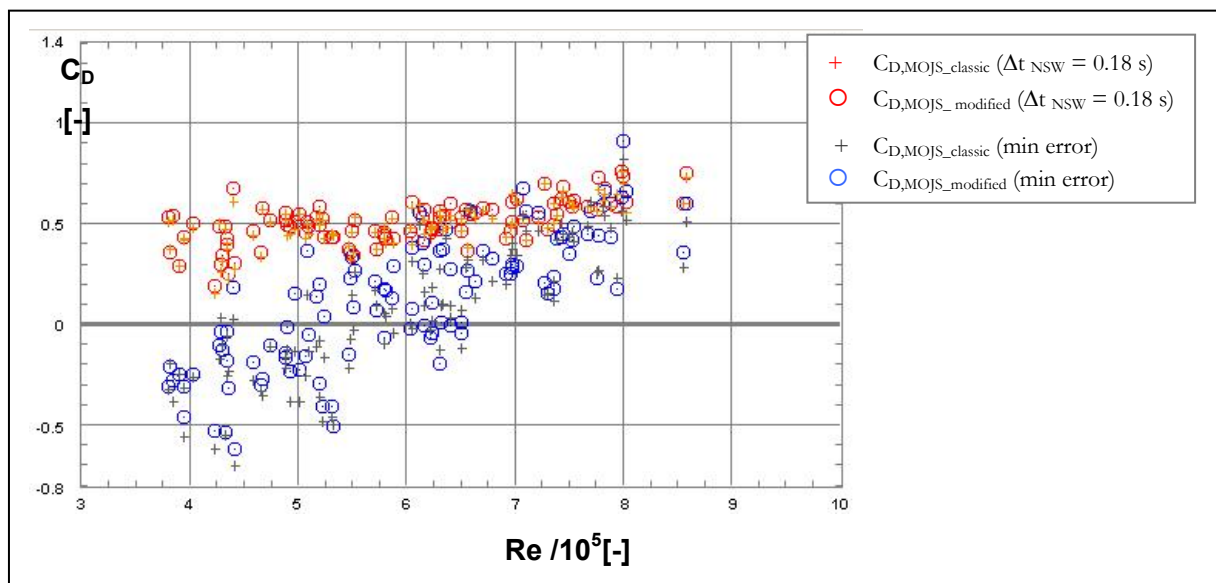


Abb. 7-8: Experimentell ermittelter Kraftkoeffizient  $C_D$  auf Basis gemessener Linienkraft und Partikelgeschwindigkeiten für die klassische und erweiterte MOJS Formel sowie für zwei Zeitrelationen von Druck- zu Strömungsmessung. Für  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s ist der  $C_D$  Wert unabhängig von der theoretischen Beschreibung und zeigt einen plausiblen Verlauf. ( $\alpha_{cyl} = 0^\circ$ , regelmäßige Wellen, LF 6; MOJS<sub>classic</sub>: Gl. 2-2, MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9).

Zusammenfassend wird die Annahme von einem Zeitverzögerung von  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s in den untersuchten Beispielen zum Einen durch die Analyse der Fehlerminima bestätigt. Hier zeigt sich jedoch noch ein großer Einfluss der zugrundeliegenden theoretischen Beschreibung. Dies ist durchaus plausibel, da nichtlineare Prozesse mit zunehmender Wellensteilheit an Bedeutung gewinnen.

Weiter kann der Kraftkoeffizient  $C_{Mals}$  robust gegenüber den gezeigten Variationen der theoretischen Beschreibung und dem Zeitverzögerung aus der internen Signalverarbeitung der Strömungssonden bezeichnet werden. Der Einfluss des Zeitverzugs auf die Kraftkoeffizienten  $C_D$  ist um ein Vielfaches höher. Erst durch die Berücksichtigung eines Zeitverzugs von  $\Delta t_{NSW} = 0.18$  s wird ein plausibler Verlauf der Werte ermittelt.

#### 7.1.5 Diskussion und Bewertung der Ergebnisse für den Zeitverzögerung

Der Zeitverzögerung nach linearer Diffraktionstheorie  $\Delta t_{lin Diff}$  ist erwartungsgemäß vernachlässigbar. Aufgrund der Positionierung der Sonden auf Höhe der Zylinderfront statt auf die Zylinderachse ist eine zeitliche

Verschiebung von ca.  $\Delta t_{\text{front-center}} = -0.035 - -0.07$  s zu berücksichtigen. Diese kompensiert teilweise den Zeitverzug aufgrund interner Signalverarbeitung. Für die Propellersonden konnte der Wert zu  $\Delta t_{\text{propeller}} = 0.27$  s bestimmt werden, jedoch erlaubt die Aktualisierungsrate und die Beschränkung auf positive Werte keine zuverlässige und robuste Auswertung des Signals. Ebenso ist aufgrund der Beschränkung auf positive Werte keine Gradientenermittlung zur Bestimmung des Kraftkoeffizienten  $C_M$  möglich. Daher sind die Propelleraufzeichnungen für die Analyse der Kraftkoeffizienten unbrauchbar.

Die Daten der NSW Strömungssonden können bei vollständig eingetauchten Querschnitten verwendet werden. Der Zeitverzug aufgrund interner Signalverarbeitung wurde zu  $\Delta t_{\text{NSW}} = 0.18$  s bestimmt. Dies zeigt der Vergleich der Wasserspiegelauslenkung im Vergleich zur Strömungssonde für Wellen kleiner Amplitude. Bestätigt wird dieser Wert durch die Analyse der Fehlerminima, wenn potentialtheoretische Erweiterungen der MOJS Formel Berücksichtigung finden. Somit kann ein plausibler Verlauf der  $C_D$  Werte für regelmäßige Wellen und transiente Wellenpakete für Reynolds-Zahlen  $Re = 4 \cdot 10^5$  bis  $1.1 \cdot 10^6$  ermittelt werden und physikalisch sinnvolle Ergebnisse (z.B.  $C_D < 0$ ), werden korrigiert.

## 7.2 Linienkraft eines eingetauchten Zylindersegments und Kraftkoeffizienten $C_M$ , $C_D$

Die gemessenen Linienkräfte stehen lediglich für die Messkampagne Serie A – GWK 1998 zur Verfügung. Die Linienkraft wurde mittels umfangsverteilter Druckmessdosen (DMD) auf zwei Ebenen aufgezeichnet. Der untere DMD - Ring ist während aller Versuche immer vollständig eingetaucht und liegt je nach Wasserstand bei  $z/d = -0.45 \div -0.34$ , wobei hier lediglich die Wassertiefe variiert (Tab. G-1 & Tab. G-4). Damit ist der untere Ring unterhalb des tiefsten Wellentals positioniert und während des gesamten Versuchs eingetaucht. Die Daten dieses Zylindersegmentes werden hier analysiert. Auf gleicher Höhe erfolgte eine Messung mit NSW - Strömungssonden.

Einleitend wird beispielhaft eine Zeitreihe der gemessenen Linienkraft und der MOJS – Kraftanteile dargestellt. Weiter wird der Beitrag der Anteile zum Kraftmaximum für eine größere Anzahl an Wellen untersucht und der Einfluss von Erweiterungen der MOJS Formel aufgezeigt. Abschließend sind die experimentell ermittelten Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  gegeben. Auch hier meint der Begriff „klassische MOJS“ - kurz „*classi*“ - die theoretische Beschreibung entsprechend dem klassischen MOJS Modell nach Gl. 2-2. Unter „Erweiterungen“ sowie „*modified*“ sind die nichtlinearen Erweiterungen zur Berücksichtigung advektiver Beschleunigungen und Drücke zweiter Ordnung nach Gl. 2-7 und die axiale Divergenzkraft nach Gl. 2-9 zu verstehen.

In Abb. 7-9 sind die Zeitreihen der Linienkräfte zu sehen. Das Beispiel zeigt ein transientes Wellenpaket des Lastfalls 5, das hier mit dem 1.25-fachen der Wellenlänge abgebildet ist. Die Trägheitskraft ist trotz der großen Wellensteilheit deutlich dominierend. Somit kann zumindest für den Bereich unterhalb des Wellentals nicht von einer generellen Dominanz der Strömungsdruckkraft in sehr steilen Wellen ausgegangen werden. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, dass die Wellen des LF 5 weniger als eine Wellenlänge kanalaufwärts brechen. Im Weiteren führen die untersuchten Erweiterungen des MOJS Modells nur zu sehr geringen Verbesserungen der theoretischen Vorhersage. Die Fehler im Wellental und zum Zeitpunkt der Maximalkraft werden verringert. Im Vergleich liegen die resultierenden Gesamtkräfte für „klassische MOJS“ und „modifizierte MOJS“ jedoch dicht beieinander. Die Unterschätzung des Maximalwertes bei steilen Wellen kann auch durch die Berücksichtigung der Erweiterungen nicht korrigiert werden und ihr Anteil bleibt gering.

Ebenso repräsentativ für die Untersuchung sind die Abweichungen zum Ende der Zeitreihen, nachdem die Belastung mit einem großen negativen Gradienten in eine relativ konstante Negativbelastung überge-

gangen ist. Hierbei handelt es sich nach [CHAPLIN et al. 97] um so genanntes *ringing*. Dieses Phänomen kann in der aktuellen Form des MOJS Modells nicht wiedergegeben werden. Vielmehr handelt es sich um einen lokalen Effekt aus der Welle-Struktur Interaktion. Der in Abb. 6-5 dargestellte Einfluss der Struktur auf die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder und der große Gradient auf der Vorderfront müssten hierzu berücksichtigt werden.

Das Ergebnis kann auch für eine größere Anzahl an Wellen bestätigt werden. In Abb. 7-10 sind die Anteile der einzelnen Terme an der Gesamtkraft zum Zeitpunkt des Maximums für regelmäßige Wellen und transiente Wellenpakete dargestellt. Der Anteil der Trägheitskraft sinkt mit KC Zahl. Für andere Kraftanteile ist diese Abhängigkeit weniger deutlich ausgeprägt. Allerdings ist der Beitrag der MOJS Erweiterungen auch sehr gering, so dass sich nur schwer ein Trend ausbilden kann.

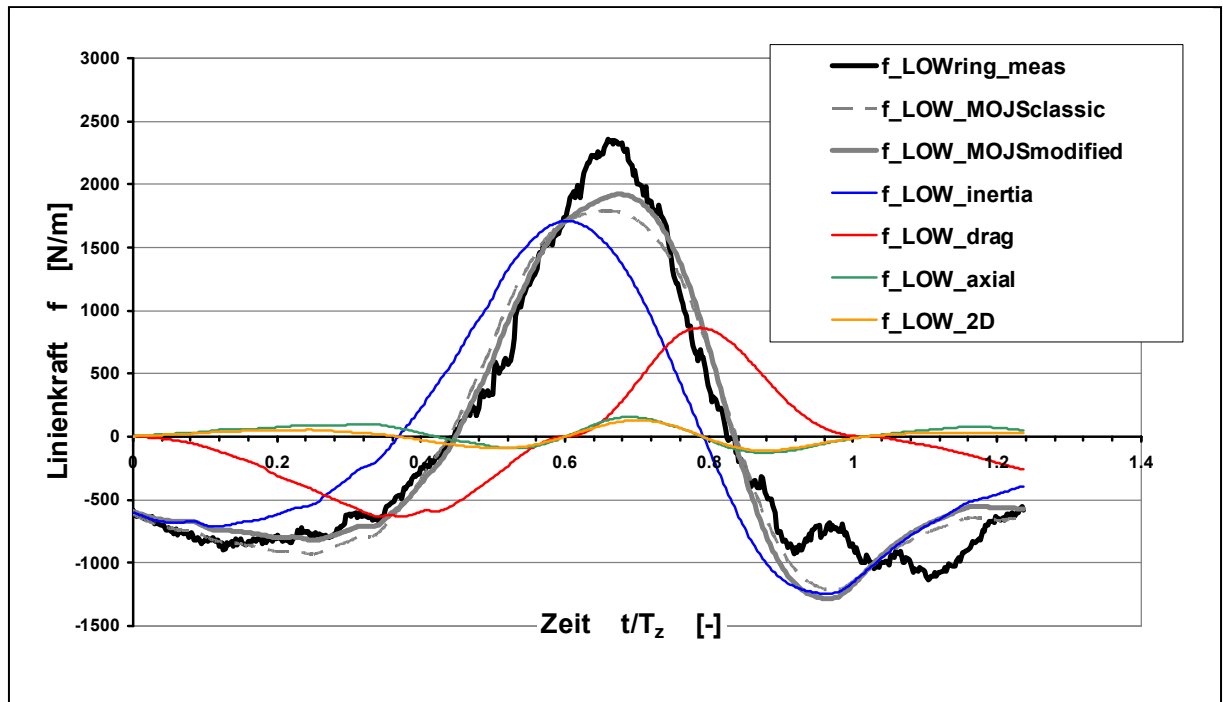


Abb. 7-9: Zeitreihen der Linienkräfte eines immer eingetauchten Zylindersegmentes. Die Kraftanteile sind unter Verwendung der potentialtheoretischen Erweiterungen ermittelt ( $\alpha_{\text{cyl}} = 0^\circ$ , transientes Wellenpaket 8100510.001, LF 5; MOJS<sub>classic</sub>: Gl. 2-2, MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9).

Eindeutig werden alle Maxima von der Trägheitskraft dominiert. Bei sehr flachen Wellen könnte die Strömungsdruckkraft vollständig vernachlässigt werden. Der Einfluss der Strömungsdruckkraft nimmt dann mit der Keulegan-Carpenter Zahl zu, bleibt aber mit weniger als 20% für transiente Wellenpakete von zweitrangiger Bedeutung. Nur einige transiente Wellenpakete zeigen einen höheren Anteil der nichtlinearen Terme und geringere lineare Trägheitskräfte als dies bei genereller Abhängigkeit von der KC-Zahl zu erwarten wäre. Dies kann auf dem Umstand zurückgeführt werden, dass sich dieser Vergleich auf ein sehr enges Zeitfenster bezieht. Die Daten wurden über einen Zeitraum von 0,5 s gemittelt, trotzdem führen schon geringe Schwingungen auf den Signalen der Partikelgeschwindigkeitsmessung zu größeren Schwankungen in der numerisch ermittelten Beschleunigungskomponente und somit in der Trägheitskraft. Die Ausreißer sind somit auf messtechnische Unsicherheiten zurückzuführen. Der Ausreißer bei Kraft  $f_{\text{axial, Rainey}}$  tritt bei einem LF 4 auf. Hier wird das Signal schon mit einer Strukturantwort überlagert. Es ist tatsächlich ein überproportionaler Anteil zu erwarten, dieser wird durch die Anpassung mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an das oszillierende Signal verstärkt.

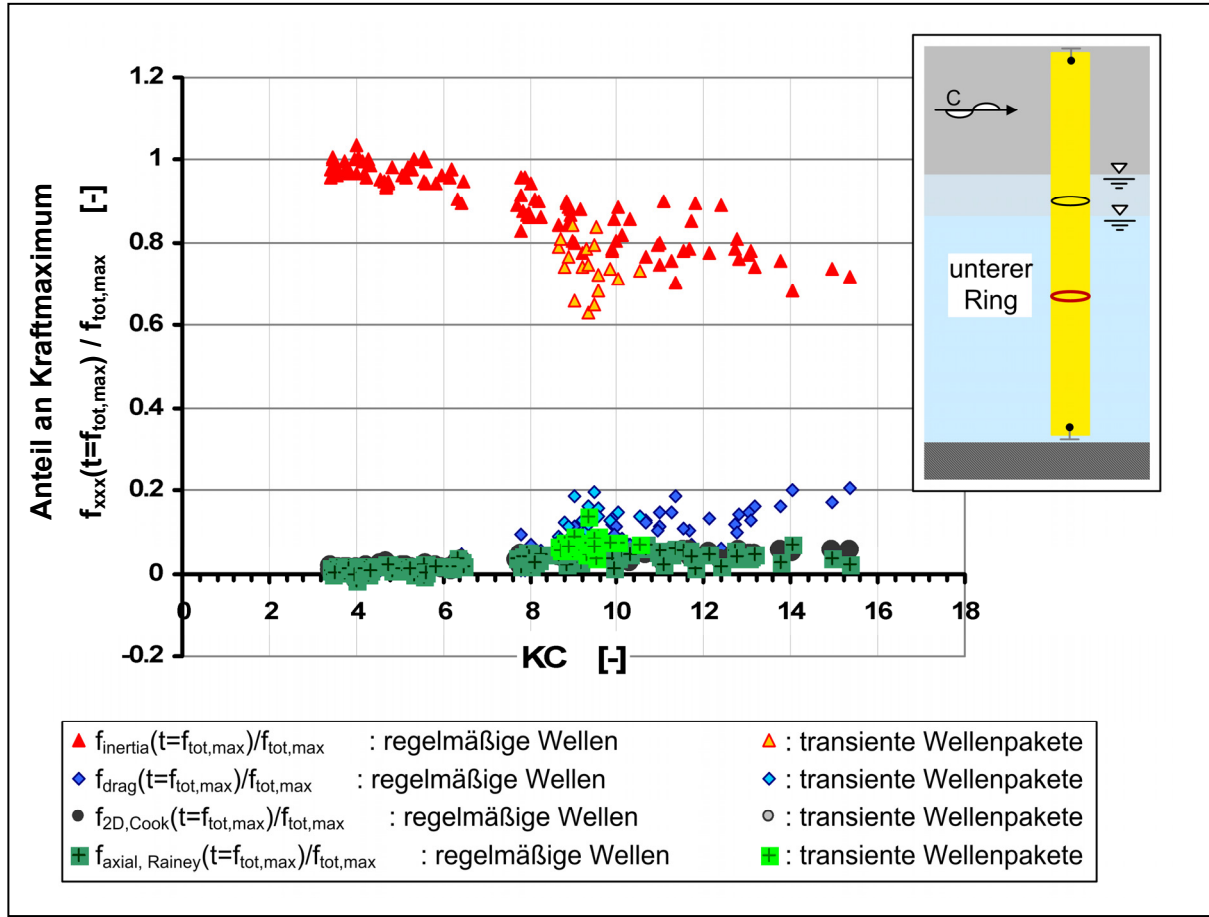


Abb. 7-10: Anteil der MOJS Kraftterme am Maximum ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transiente Wellenpakete und regelmäßige Wellen, LF 4,5 – 6; MOJS<sub>modified</sub>: Gl. 2-2& Gl. 2-7& Gl. 2-9).

Während in Abb. 7-10 ein einzelner Zeitpunkt analysiert wird, ist in Abb. 7-11 ein Parameter gegeben, der die gesamte Wellenperiode beschreibt, anhand des Betrags des Flächeninhalts:

$$A(|f|) = \sum_{i=1}^N [|f_i|] \cdot dt \quad \left[ \frac{N}{m} s \right]. \quad (7-11)$$

mit A: Flächeninhalt des einzelnen Kraftanteils [Ns/m]; f: Linienkraft [N/m]; dt: Zeitschritt [s].

Die Trägheitskraft ist auch in dieser Darstellung dominierend. Der relative Flächeninhalt sinkt auf ungefähr 83 % der Gesamtkraft für transiente Wellenpakete bei  $Re > 1.1 \cdot 10^5$ . Trotzdem steigt der Anteil der Strömungsdruckkraft - über die gesamte Wellenperiode betrachtet - in Abhängigkeit von der Reynolds Zahl deutlich an, erreicht aber auch im Lastfall 5 für  $Re > 9 \cdot 10^5$  nur den halben Flächeninhalt der Trägheitskraft. Auf Basis von Abb. 7-11 ist zu vermuten, dass sich der relative Flächenanteil der Strömungsdruckkraft für  $Re > 1.2 \cdot 10^6$  asymptotisch der 45÷50% Marke nähert. Die große Streuung der Werte für transiente Wellenpakete konnte keiner Ursache zugeordnet werden.

Den drittgrößten Anteil zeigt die axiale Divergenz Kraft mit ca. 2% für Wellen geringer Amplitude und 8% für sehr steile Wellen. Die Kräfte zweiter Ordnung nach [COOK&SIMIU 89] haben eine relative Fläche kleiner 6.5% für alle Wellen. Dies verdeutlicht den auch für sehr steile Wellen geringen Beitrag der potentialtheoretischen Erweiterungen.

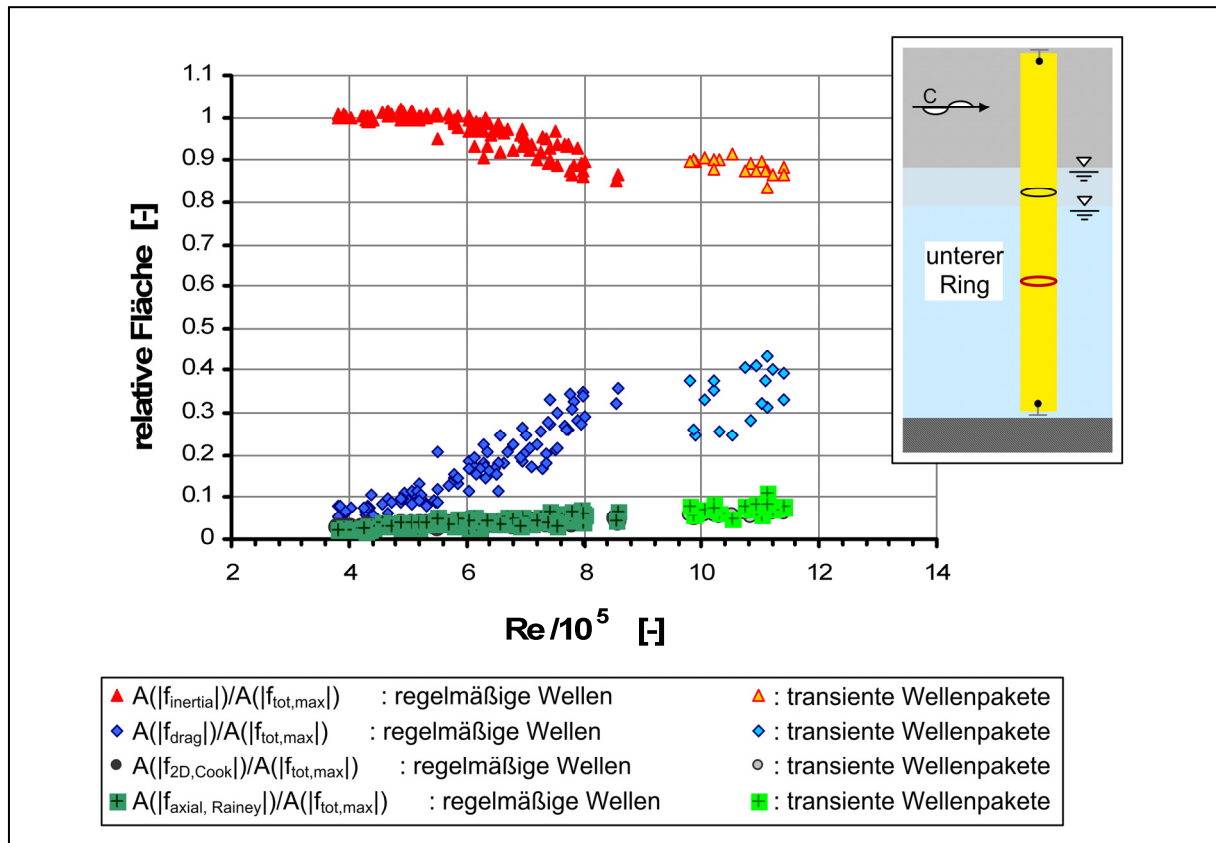


Abb. 7-11: Relative Fläche der MOJS Kraftterme im Vergleich zur Gesamtkraft.

Schlussendlich sind die experimentell ermittelten MOJS Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten für ein immer vollständig eingetauchtes Zylindersegment gegeben. Aufgrund der Möglichkeit der GWK - Untersuchungen sowohl sehr flache Wellen als auch sehr steile Wellen wird die Abhängigkeit des Kraftkoeffizienten  $C_M$  von der Keulegan – Carpenter Zahl  $KC$  sehr gut abgebildet. In Abb. 7-12 fällt es schwer einen funktionalen Zusammenhang zwischen  $C_M$  und  $Re$  herzustellen. Die Darstellung nach kann somit nicht unterstützt werden. Demgegenüber repräsentiert eine lineare Ausgleichsgerade in der unteren Darstellung für  $C_M(KC)$  die untere Grenze der Datenpunkte. Ab  $KC \approx 12$  steigt die Streuung an und die Anzahl der Datenpunkte nimmt ab. Die Genauigkeit der Daten ab  $KC = 14$  ist nicht mehr ausreichend für eine finale Empfehlung und sind eher als Richtwerte anzusehen. Hier ist auch ein horizontaler Verlauf gemäß [ISO 19902] denkbar. Von größerer Signifikanz ist das identische Ergebnis für transiente Wellenpakete und regelmäßige Wellen im Bereich von  $KC \approx 8.5 \div 10$ . Damit besitzen die für flache Wellen ermittelten  $C_M$ -Werte auch für sehr steile Wellen in Abhängigkeit von der  $KC$ -Zahl Gültigkeit und der Anwendungsbereich dieser Werte kann, nun auch durch eine experimentelle Verifikation bis  $LF\ 4.5$  gesichert, erweitert werden. Die Abhängigkeit des Kraftkoeffizienten  $C_M$  von  $KC$  wird somit ohne jeden Zweifel bestätigt. In Abb. 7-12 wird eine geringe Modifikation an dem [ISO 19902] Verlauf vorgeschlagen, so dass der Knickpunkt bei  $P(KC; C_M) = 4; 2.075$  liegt.

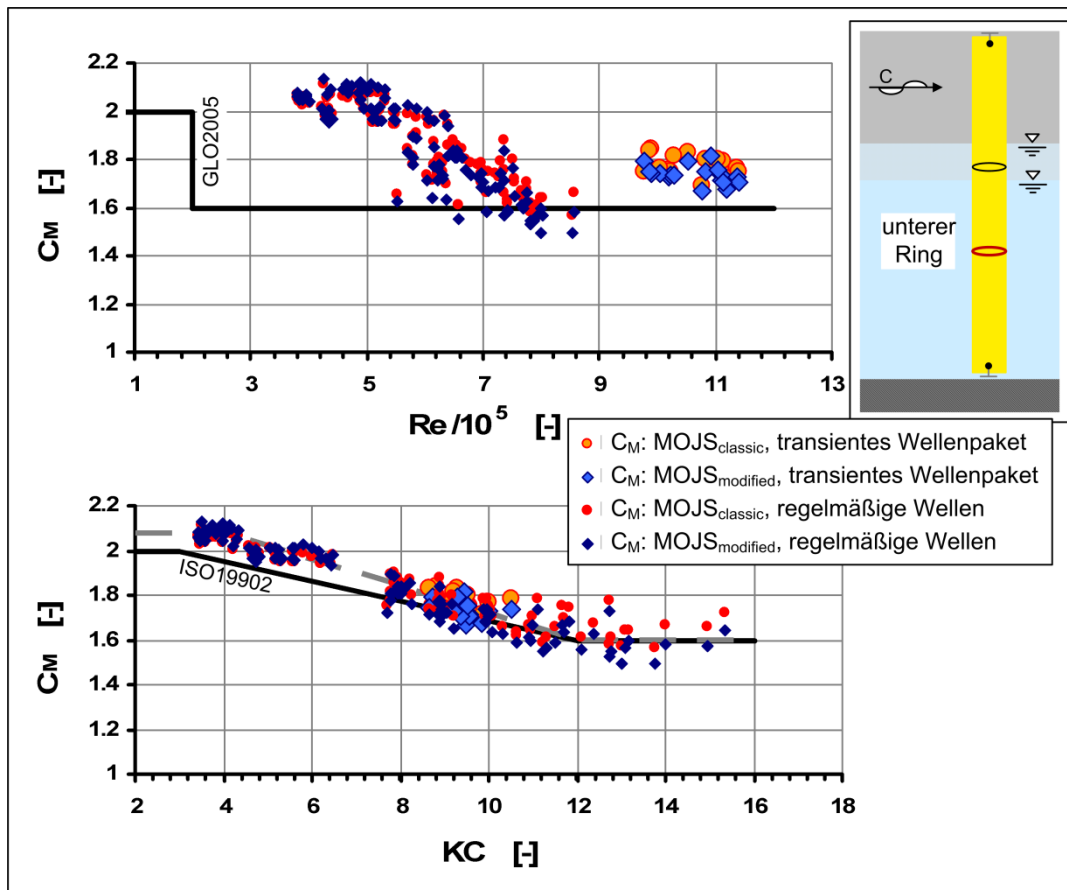


Abb. 7-12: Experimentell ermittelter MOJS Kraftkoeffizient  $C_M$  auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten für ein stets vollständig eingetauchtes Zylindersegment. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transiente Wellenpakete und regelmäßige Wellen, LF 4,5 – 6; unterer Ring,  $z/d = -0.45 \div -0.34$ ).

Der Kraftkoeffizient  $C_D$  in Abb. 7-13 zeigt eine Abhängigkeit von der Reynolds Zahl  $Re$ . Dies steht wiederum im Gegensatz zu den Darstellungen in der [ISO 19902]. Hier wird lediglich von einem funktionalen Zusammenhang zu  $KC$  ausgegangen. Da es sich aber um einen durch Strömungsablösung und Strömungszustand der Grenzschicht beeinflussten Kraftanteil handelt, ist die Abhängigkeit von  $Re$  nicht überraschend. Für geringe Wellenhöhen liegen die Werte weit unterhalb aller Empfehlungen. Für praktische Belange ist dies aber nicht von Bedeutung, da eine Verdopplung der Strömungsdruckanteils für diese Wellen nur geringe Veränderungen der Gesamtkraft herbeiführt. Im Lastfall 5 – bei transienten Wellenpaketen – liegen die Werte dagegen um 40 % über den Empfehlungen des Germanischen Lloyds :  $C_D(Re > 2 \cdot 10^5) = 0.7$ . In diesem Fall würde die Zylinderbelastung auch niedriger vorhersagt.

In den Abbildungen Abb. 7-12 und Abb. 7-13 ist neben einer Analyse für die klassische MOJS Formel, auch der Einfluss der MOJS Erweiterungen auf die Kraftkoeffizienten zu sehen. Grundsätzlich nehmen dann die  $C_M$  Werte mit  $KC$  ab und die  $C_D$  Werte steigen mit der  $Re$ -Zahl. In Anbetracht der in den vorherigen Abschnitten diskutierten Schwierigkeiten bei der Anwendung, sowie bei der Ermittlung der Koeffizienten – siehe z.B. Diskussion des Zeitverzugs – ist der hier dargestellte Unterschied in den Kraftkoeffizienten auf Basis „MOJS<sub>classic</sub> nach Gl. 2-2“ und „MOJS<sub>modified</sub> nach Gl. 2-2 & Gl. 2-7 & Gl. 2-9“ um ein Vielfaches geringer und vernachlässigbar.



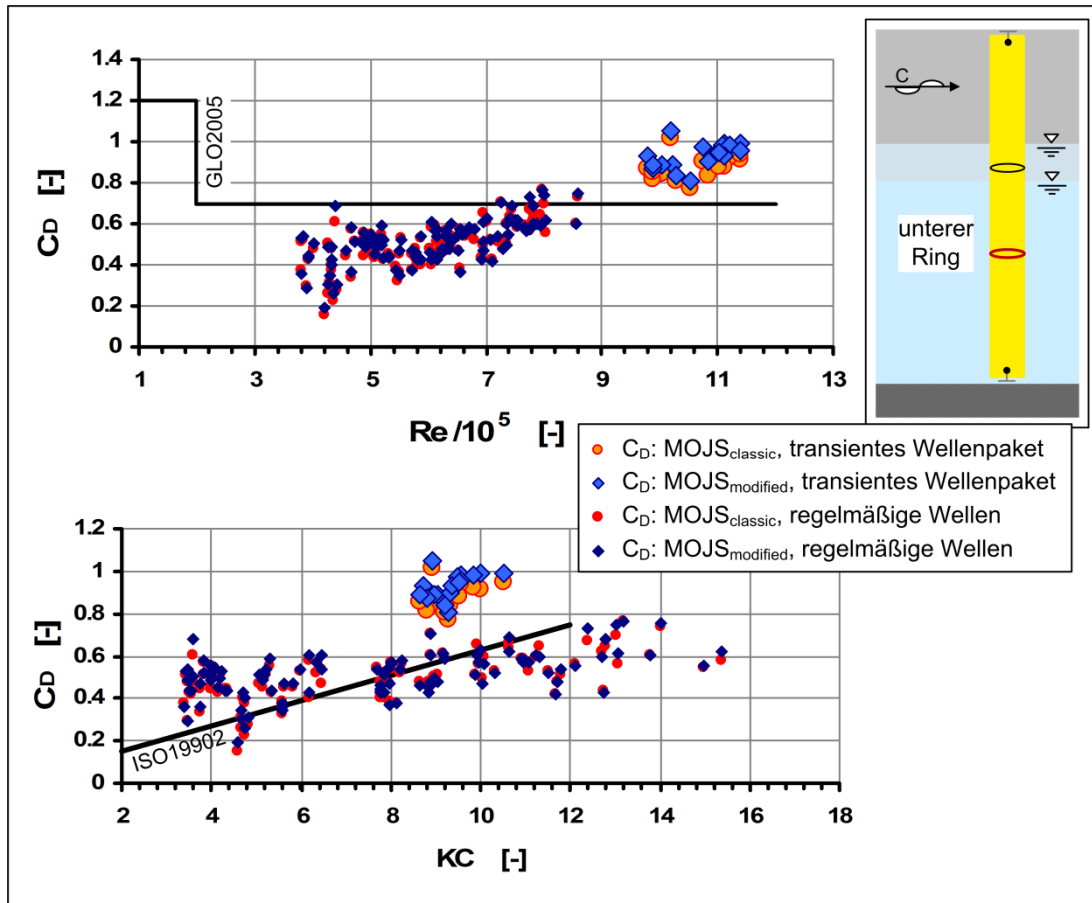


Abb. 7-13: Experimentell ermittelter Kraftkoeffizient  $C_D$  auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten für ein stets vollständig eingetauchtes Zylindersegment.

### 7.3 Einfluss der freien Oberfläche

#### 7.3.1 Einfluss der freien Oberfläche und das MOJS Modell

Im Falle eines die freie Oberfläche durchstoßenden Zylinders werden Belastungen durch Prozesse ausgeübt, die vom MOJS Modell nicht erfasst werden. [MERZ et al. 09] gibt hierzu einen allgemeinen Überblick. Dies sind insbesondere:

**(i). Eintauchprozesse.** Eintauchprozesse sind für die Belastung insbesondere dann relevant, wenn der Zylinder in eine annähernd parallel verlaufende Wasserspiegeloberfläche eintaucht. Dies ist oftmals bei brechenden Wellen der Fall, aber auch bei geneigten Zylindern und steilen Wellen. Dieser Anteil der Belastung kann durch Superposition der von [WIENKE&OUMERACI 05] beschriebenen Druckschlagkraft für brechende Wellen berücksichtigt werden. Für geneigte Zylinder und sehr steile Wellen wäre eine Adaption des Ansatzes als Streifenmethode anzusetzen.


**(ii). Benetzte Höhe.** Die Formulierungen der MOJS basieren auf der ungestörten Wasserspiegelauslenkung der einlaufenden Welle. Am Zylinder weicht die benetzte Höhe durch die Welle-Struktur Interaktion jedoch von der ungestörten Wasserspiegeloberfläche ab ([DEAN et al. 81], [TØRUM 89], [LYKKE ANDERSEN et al. 11]). Diese Abweichungen resultieren aus dem Wellenaufbau in Strömungsrichtung *-run-up-* und einem Sunk – *draw-down* – auf der gegenüberliegenden Zylinderseite. Abweichend vom MOJS Modell ist somit ein Bereich der Struktur oberhalb der ungestörten Wasserspiegeloberfläche benetzt - der nicht berücksichtigt wird - und ein Bereich auf Höhe der ungestörten Wasserspiegeloberfläche

und darunter nur teilweise benetzt - der nicht korrekt als vollständig eingetaucht berücksichtigt wird. Dies beeinflusst die hydrostatische Druckverteilung, den vertikalen Gradienten der vertikalen Partikelgeschwindigkeit  $dw/dz$ , und die obere Integrationsgrenze. Außerdem können kurzzeitige zusätzliche hochfrequente Lastenauftritte, so genanntes *ringing* oder *burst motions*.

**(iii). Resultierende Linienkräfte nahe der Wasserspiegeloberfläche.** Entsprechend der Formulierung der MOJS Formel werden die maximalen Einwirkungen, basierend auf der ungestörten Partikelkinematik<sup>6</sup>, an der Wasserspiegeloberfläche vorhergesagt. Der Vergleich mit Messungen zeigt jedoch an dieser Position deutlich geringere Einwirkungen ([DEAN et al. 81], [TØRUM 89]) und der Maximalwert wird in Messungen etwas unterhalb der Wasserspiegeloberfläche detektiert.

**(iv). *ringing*.** Im Zusammenhang mit sehr steilen, nicht brechenden Wellen und den die Oberfläche durchstoßenden Zylinder können zusätzliche hochfrequente Kräfte mit einer Amplitude von bis zu 20% des MOJS-Trägheitsanteils auftreten [TROMANS et al. 06]. Es handelt sich nach [TROMANS et al. 06] um eine nicht lineare potentialtheoretische Belastung aufgrund der Welle-Struktur Interaktion. In der klassischen MOJS Formulierung wird die potentialtheoretische Belastung lediglich durch den linearen Trägheitsanteil repräsentiert, so dass dieser Prozess nicht abgebildet werden kann. Die oben genannten potentialtheoretischen Erweiterungen sind ebenfalls nicht geeignet dieses Phänomen zu beschreiben [TROMANS et al. 06].

### 7.3.2 Wasserspiegelauslenkung am Zylinder aus der Welle-Struktur Interaktion

Zunächst soll die Welle-Struktur Interaktion, sprich Diffraktion der einlaufenden Welle, aus dem Vergleich der ungestörten Welle mit der Wasserspiegelauslenkung am Zylinder dargestellt werden (Abb. 7-14). An allen vier Positionen kommt es zu wechselnden Auf- und Sunkereignissen entsprechend der wechselnden Strömungsrichtungen. Diese sind aus der Differenz (Abb. 7-14: ) der Messung der ungestörten Welle (—) und der Messung am Zylinder (---) ablesbar. Beim Durchlaufen des Wellenbergs sind die Unterschiede vor und hinter dem Zylinder am deutlichsten ausgeprägt. Im Bezug auf eine impulsartige Einwirkung sind jedoch nicht die absoluten Amplituden relevant, sondern die Gradienten an der jeweiligen Position und über den Zylinderumfang. Auf der Zylinderfront ist der größte Gradient im Bereich 5 ( $3.9 < t < 4.2$  s)—nach der Bereichsdefinition entsprechend Tab. 7-1—erkennbar. In dieser Phase wird nach dem Durchgang des Wellenkamms der Wellenaufbau aus dem Auftreffen der Wellenfront abgebaut und geht in einen Sunk über, wodurch sich ein größerer Gradient als bei der ungestörten Wellenform einstellen muss. Seitlich vom Zylinder stellen sich die größten Gradienten in den Bereichen 5 und 6 ein. Interessanterweise zeigen die Messungen auf den Seiten des Zylinders (Abb. 7-14 B) genau hier signifikante Unterschiede, während die Abweichungen in dem vorangegangenen Teil der Welle nur gering sind. Es ist zu vermuten, dass an dieser Position eine lokale Beeinflussung der Oberfläche aus der Strömungsablösung und Wirbelbildung entsteht. Dies kann anhand der vorliegenden Messungen leider eindeutig validiert werden. Die Analyse der quer zur Wellenrichtung auftretenden Kräfte, so genannte *lift* Kräfte, bestätigt diese Vermutung. Schon im Bereich des Wellentals und der Wellenfront treten charakteristische Muster der *lift* Kräfte auf, wonach sich dann anschließend im Bereich 4 der Sunk auf der einen oder anderen Seite des Zylinders einstellt. Hinter dem Zylinder zeigt die Differenz zwischen ungestörter und strukturnaher Messung eindeutig im Bereich 4 den größten Gradienten.

<sup>6</sup> Vereinfachend werden Variationen des MOJS Modells, die eine Strukturdynamik und Seegangsströmungen berücksichtigen in dieser Formulierung ausgeklammert, da sie an dieser Stelle nicht relevant sind.



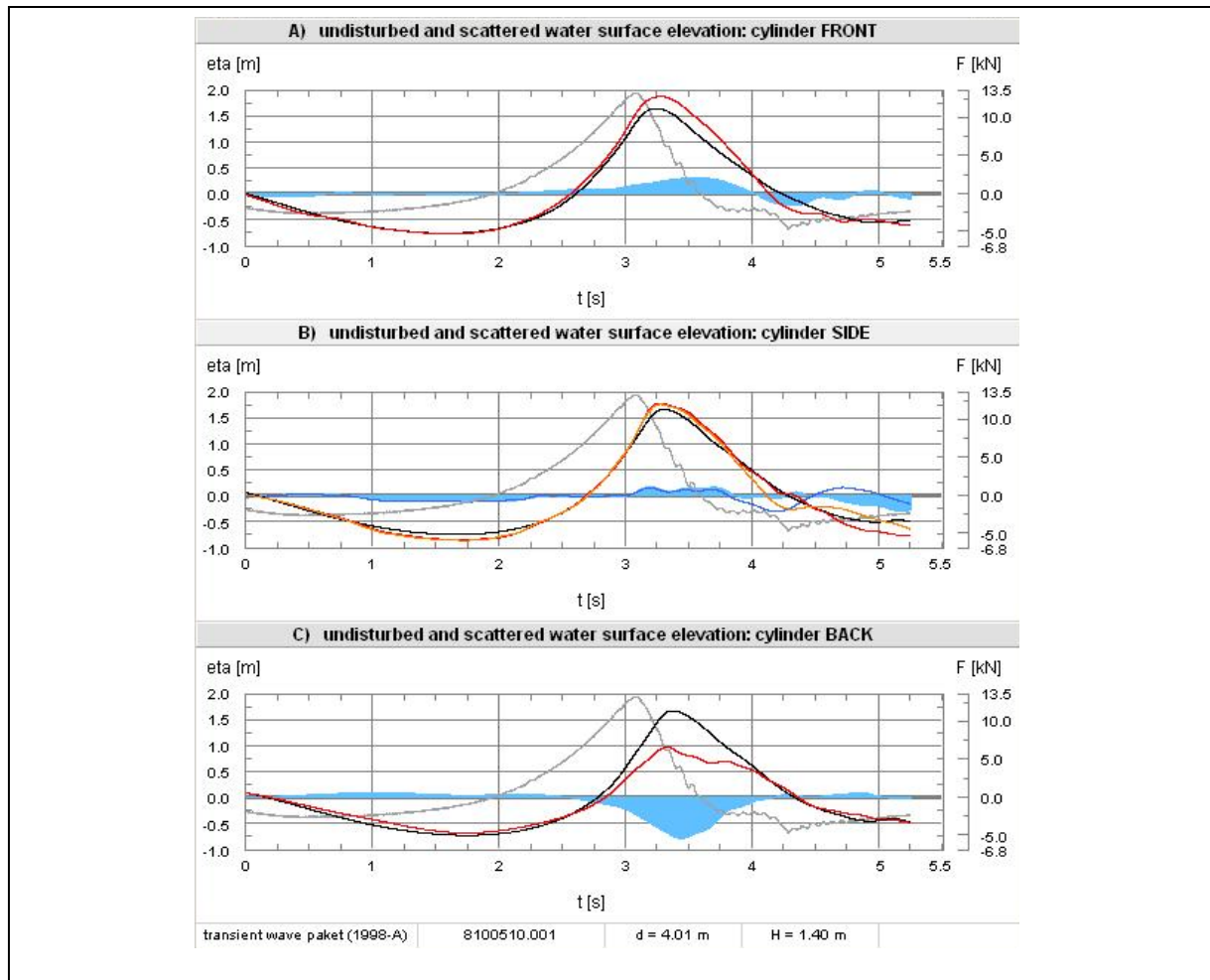


Abb. 7-14: Vergleich der ungestörten (*undisturbed*) und diffraktierter (*scattered*) Wasserspiegelauslenkung an Vorderseite (*front*), Zylindermitte (*side*) und Rückseite (*back*). Die Differenz (—; ■) an den jeweiligen Lokationen stehen für die Wellenauflauf und Sunkereignisse. ( $\alpha_{\text{cyl}} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5).

In Tab. 7-1 ist eine stichpunktartige Klassifizierung der Auflauf- und Sunkereignisse zusammengefasst. Es treten zwei Bereiche hervor, die von der Grundfrequenz der einlaufenden Welle abweichen. Im Bereich 1 zeigen die Messungen seitlich des Zylinders einen Sunk-Auflauf-Sunk Wechsel sowie einen zweiten über die Bereiche 5 & 6. Im Bereich 6 entstehen auf der Zylinderfront zudem Oszillationen der Wasserspiegelauslenkung.

Der Gradient der Wasseroberfläche über den Zylinderumfang ist aus Abb. 7-15 B) und C) ablesbar. In Abb. 7-15 A) ist die Situation unter der Annahme, dass keinerlei Beeinflussung der einlaufenden Welle durch die Struktur erfolgt, für den Abschnitt von der Front bis zur Zylinderseite dargestellt. Der Gradient (■) stellt sich allein aus dem Zeitverzug der fortschreitenden Welle ein. Somit stellt sich ein Sunk auf der Zylinderfront ein, der im Wellental in einen Auflauf übergeht. Unter dem Wellenkamm ist bedingt durch die Steilheit der Welle ein sehr schneller Übergang wieder zu einem Sunk sichtbar. Dieser Vorgang verläuft in Phase mit der Wellenform und gleichmäßig.

Bereich	Beschreibung der Diffraktion der Welle am Zylinder					
	Vor dem Zylinder <i>front</i>		Seitlich vom Zylinder <i>side</i>		Hinter dem Zylinder <i>back</i>	
1 $0.0 < t < 0.9 \text{ s}$	Sunk	O	Sunk zu Auflauf zu Sunk	+	Auflauf	+
2 $0.9 < t < 2.1 \text{ s}$	---	O	Sunk	O	Auflauf	O
3 $2.1 < t < 3.0 \text{ s}$	Auflauf	+	Sunk zu Auflauf	+	Auflauf zu Sunk	+
4 $3.0 < t < 3.9 \text{ s}$	Auflauf	++	Auflauf	O	Sunk	++++
5 $3.9 < t < 4.2 \text{ s}$	Auflauf zu Sunk	+++	1: Auflauf zu Sunk 2: ---	+++ O	Sunk zu Auflauf	+
6 $4.2 \text{ s} < t$	Oszillierend	++	1: Sunk zu Auflauf zu Sunk 2: Sunk, zunehmend	+++ ++	Auflauf	O

**Tab. 7-1: Beschreibung der Wellenaufbau und Sunkereignisse am Zylinder.**

Die gleiche Analyse für die Messung im Nahfeld des Zylinders in Abb. 7-15 B) weicht davon in einigen Teilen ab. Gleich zu Beginn ist eine Schwingung zu erkennen ( $t=0 - 1 \text{ s}$ ) und der Sunk auf der Front geht sehr viel früher in einen Auflauf über ( $t=1 \text{ s}$ ). Dieser baut sich mit leicht erhöhter Amplitude auf und wird etwas früher abgebaut ( $t=1-3.1 \text{ s}$ ). Allerdings bleibt die Wasserspiegelauslenkung über einen längeren Zeitraum auf der Zylinderfront und an den Seiten auf einem konstanten Niveau ( $t=3.1-4.0 \text{ s}$ ). Anschließend driften die Messungen auf den Seiten auseinander. Die Wasseroberfläche auf der einen Seite (—) folgt dem Verlauf auf der Front ( $t=4.0-4.2 \text{ s}$ ), verharrt kurzweilig und schmiegt sich wieder dem Niveau auf der Front an. Auf der anderen Seite (■) ist der Gradient zunächst geringer ( $t=4.0-4.3 \text{ s}$ ), dafür aber im letzten Abschnitt deutlich erhöht, so dass am Ende der Zeitreihe hier die niedrigste Wasserspiegelauslenkung gemessen wird. Es bleibt festzustellen, dass sich aus der Welle-Struktur Interaktion eindeutig Prozesse mit einer höheren Frequenz als der Grundfrequenz aus der einlaufenden Welle einstellen.

Ähnliches ist auch die rückwärtige Zylinderhälfte in Abb. 7-15 C) zu sehen. Zum Zeitpunkt des Wellentals wird die tiefste Auslenkung auf beiden Seiten des Zylinders gemessen ( $t=1.0-2.0 \text{ s}$ ). Die Wasserspiegelauslenkung ist somit auf Vorder- und Rückseite konstant höher. Im Weiteren wird dann unter dem Wellenkamm ein sehr großer negativer Gradient in Richtung der Rückseite ausgebildet ( $t=2.3-3.9 \text{ s}$ ). Anschließend stellen sich wiederum kurzperiodische Oszillationen ein, wobei die Wasserspiegelauslenkung an den Seiten nicht das Niveau der Rückseite übersteigt.

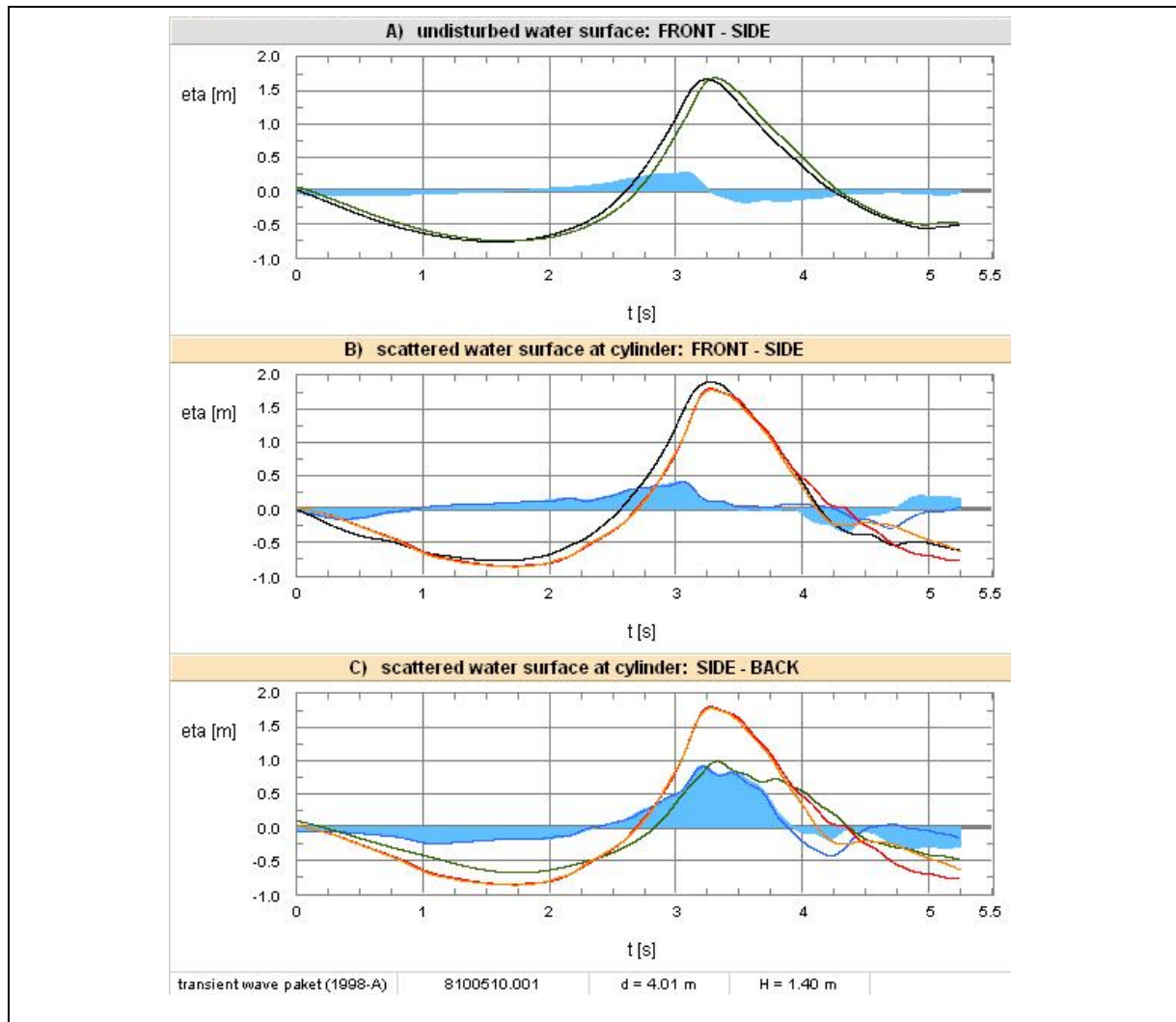


Abb. 7-15: Vergleich von ungestörter (*undisturbed*) und diffraktierter (*scattered*) Wasserspiegelauslenkung und Darstellungen der Differenzen über den Zylinderumfang (—; ■) zwischen Vorderseite (*front*), Zylindermitte (*side*) und Rückseite (*back*). In A) verläuft die Differenz in Phase mit der Welle, während in B) und C) Anteile mit geringerer Periode auftreten. ( $\alpha_{\text{cyl}} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5).

### 7.3.3 Einflüsse auf die Gesamt- und Linienkraft aus der Welle-Struktur Interaktion

Die gezeigten Einflüsse auf die Wasserspiegelauslenkung sind nun in Bezug auf die Krafteinwirkung zu werten.

① Gleich zu Beginn der Zeitreihen wird ein Prozess sichtbar, der aufgrund der niedrigen Amplitude nicht relevant für die Bemessung ist, jedoch wie oben beschrieben auf der Welle-Struktur Interaktion beruht und in verschiedenen Einzelereignissen reproduziert wurde. Aufgrund der Reproduzierbarkeit kann eine Fehlinterpretation von Rauschen ausgeschlossen ist. Nachdem die Wasserspiegelauslenkung auf der Front das Niveau auf den Seiten überschritten hat, ist eine Schwingung im Druckverlauf  $f_{263}$  (—) in Abb. 7-16 sichtbar. Anschließend ist die Wasserspiegelauslenkung auf der Rückseite am höchsten und das niedrigste Niveau stellt sich auf beiden Seiten ein. Die horizontale Partikelbeschleunigung strebt gegen Null und die Partikelgeschwindigkeit erreicht das Minimum. Die Amplitude der Oszillation ist stark von der Distanz des Zylindersegmentes zur Wasseroberfläche abhängig.

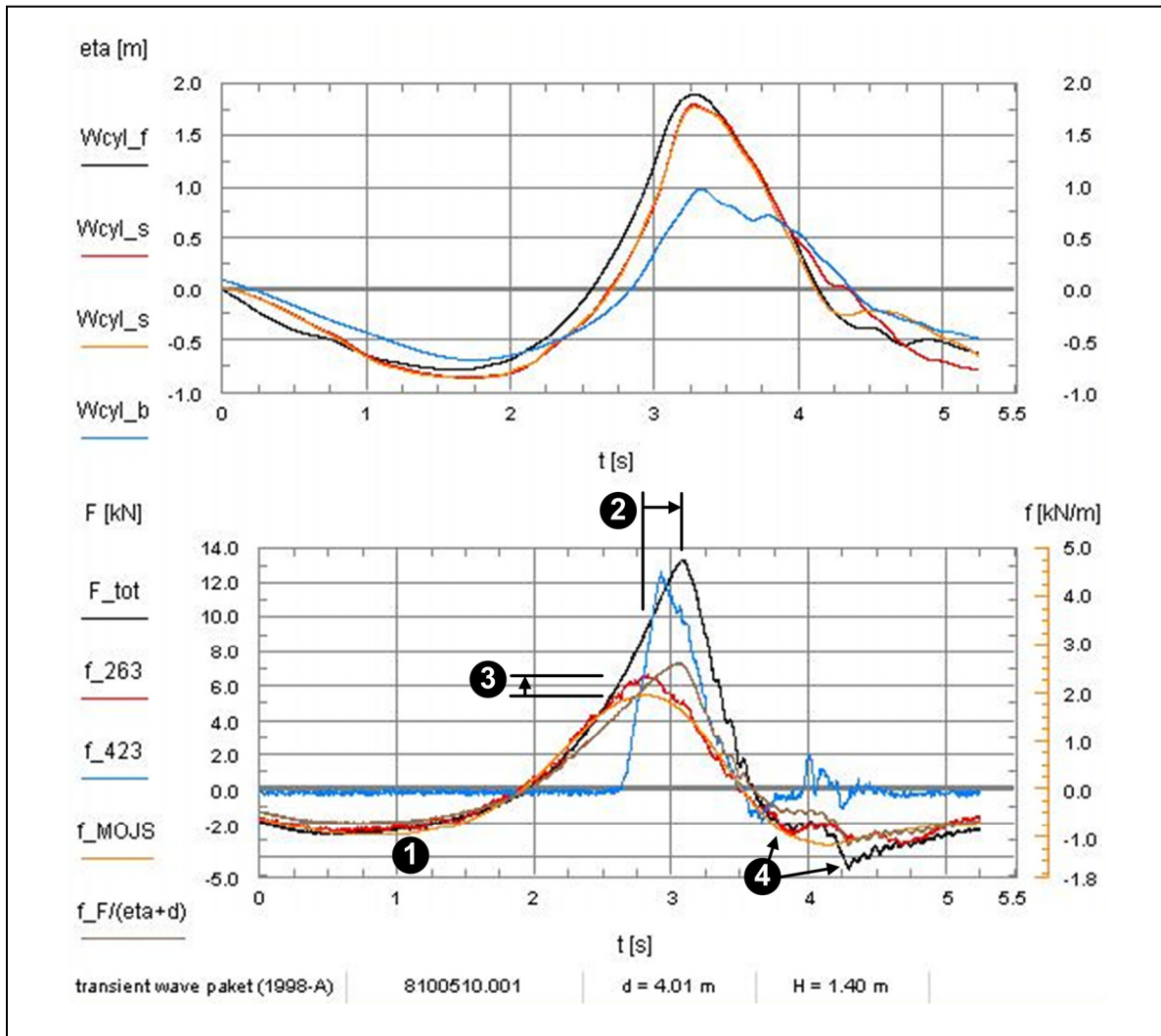


Abb. 7-16: Zeitsynchrone Darstellung der Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_b}$ ), der gemessenen Gesamtkraft  $F_{tot}$  und der Linienkräfte auf die obere Messebene  $f_{423}$  sowie die untere Messebene  $f_{263}$ . Zu ❶ - ❹, sowie  $f_{F(\eta+d)}$  siehe Text. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transientes Wellenpaket, LF 5).

❷ Außerdem kommt es zu einem Phasenverschub (*phase shift*; *phase lag*) der Kraftmaxima über die Höhe. In Abschnitt 2.2.2.2.2 wurde bereits dargelegt, dass die maximalen horizontalen Partikelgeschwindigkeiten bei sehr steilen und insbesondere bei brechenden Wellen nicht zeitgleich über die gesamte Höhe auftreten und die Maxima zuerst im Wellenkamm erreicht werden, erst anschließend in den darunter liegenden Höhen. Bei der Darstellung der Gesamtkraft (—) und der Linienkraft  $f_{263}$  (—) in Abb. 7-16 scheint dies in umgekehrter Reihenfolge stattzufinden. Die Ursache für diesen scheinbaren Widerspruch liegt in der deutlichen Zunahme des relativen Anteils an der Belastung im Bereich des Wellenbergs sowie der Eintauchprozesse. Das ist recht einfach auch ohne direkter Messung der Linienkräfte über die Höhe anhand zweier Analysen zu prüfen. Zum Einen wird aus der gemessenen Gesamtkraft auf den Zylinder eine mittlere, konstant angenommene Linienkraft über die Höhe ermittelt zu:

$$f_{mean} = \frac{F_{tot}(t)}{(\eta(t) + d)} \quad \left[ \frac{N}{m} \right]. \quad (7-12)$$

Diese wird der gemessenen Linienkraft gegenübergestellt. Dann zeigt sich, dass für die regelmäßigen Wellen die synthetische mittlere Linienkraft zum Zeitpunkt des Gesamtkraftmaximums in etwa der Linienkraft des unteren Ringes entspricht, während die theoretische Kraft für die transienten Wellenpaketen den Messwert um 40% übersteigt. Zusätzlich ist die unterschiedliche Wassertiefe zu berücksichtigen, so dass die Messebene im ersten Fall auf einem niedrigerem  $z/d$  Niveau liegt. Zum Anderen fällt der Zeitpunkt der maximalen Gesamtkraft mit dem Zeitpunkt des maximalen Gradienten der Wasserspiegelauslenkung  $\max(d\eta/dt)$  zusammen, wie es schon von [CHAPLIN et al. 97] berichtet wurde; erwartungsgemäß nachdem  $\max(d\eta/dt)$  am Wellenpegel auf der Zylinderfront detektiert wurde, aber kurz bevor sich  $\max(d\eta/dt)$  in den Zeitreihen auf der Zylinderseite einstellt. In Bezug auf ein theoretisches Modell ist hier Gl. für die Beschreibung des Eintauchprozesses heranzuziehen. Die Beobachtung des maximalen Gradienten der Wasserspiegelauslenkung führt zum Maximum des Faktors  $\cos^2\gamma$  für den lotrechten Zylinder. Anschließend steigt die horizontale Partikelgeschwindigkeit noch leicht an, jedoch sinkt  $\cos^2\gamma$  bis zum Wellenkamm rasch auf Null.

③ Das Maximum der gemessenen Linienkraft auf die untere Messebene wird bei Verwendung des MOJS Modells bei flachen Wellen gut wiedergegeben und bei sehr steilen Wellen systematisch unterschätzt (Abb. 7-9). Die Berücksichtigung der potentialtheoretischen Erweiterungen führt nur zu einer geringen Verbesserung der Vorhersage. In Anbetracht der großen Differenzen der Wasserspiegelauslenkungen über den Zylinderumfang ist zunächst von einer resultierenden Kraft aus dem hydrostatischen Druckanteil auszugehen. Außerdem können die Vertikalgeschwindigkeiten an der Wasseroberfläche nicht mehr denen der ungestörten Welle entsprechen aufgrund unterschiedlicher  $d\eta/dt$ . Zudem stellen sich an der Oberfläche unterschiedliche Vertikalgeschwindigkeiten über den Umfang ein. Eine Erhöhung der vertikalen Partikelgeschwindigkeit auf der Vorderseite und eine Reduzierung auf der Rückseite, würde in der Folge einen Kraftanteil aus konvektiver Beschleunigung erzeugen (Gl. 2-7).

④ In der Messung der Gesamtkraft ist das Auftreten des so genannten *ringings* sehr gut zu sehen. Während [MERZ et al. 09] als Ursache des *ringings* sehr vorsichtig formuliert, diese scheinen mit Einflüssen aus der freien Oberfläche verknüpft zu sein, lässt [TROMANS et al. 06] hier keinen Zweifel offen, dass diese ausschließlich aus den Bedingungen an der Wasseroberfläche resultieren. Es ist bekannt, dass *ringing* nur auftritt, wenn die Struktur die Wasseroberfläche durchstößt. *ringing* kann zu explosionsartigen Einwirkungen führen, die aber nur kurzzeitig wirken. [CHAPLIN et al. 97] charakterisieren den Prozess als Lastzyklus aus vier lokalen Extrema mit sehr viel höherer Frequenz als der einlaufenden Welle (ebd. Figure 4). Dieser Prozess wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

#### 7.3.4 ringing

Das *ringing* oder den so genannten zweiten Lastzyklus führt [TROMANS et al. 06] auf eine nichtlineare potentialtheoretische Einwirkung zurück. Es tritt nur an Strukturen auf, die die Wasseroberfläche durchstoßen. Im Bezug auf die einlaufende Welle muss nach [TROMANS et al. 06] der Zylinderdurchmesser groß genug sein, so dass die linearen Trägheitskräfte der MOJS Formel oder andere potentialtheoretische Einwirkung dominierend sind. Jedoch klein genug, dass nicht die Einwirkung aufgrund linearer Diffraction signifikant wird. Als Begrenzungskriterien werden

$$KC = \frac{uT}{D} \leq 5 \quad [-]. \quad (7-13)$$

und

$$\frac{D}{L} < 0.2 \quad [-]. \quad (7-14)$$

genannt, mit KC: Keulegan-Carpenter Zahl [-]; u: maximale lotrechte Geschwindigkeitskomponente [m/s]; T: Wellenperiode [s]; D: Zylinderdurchmesser [m]; L: Wellenlänge [m]. Die Begrenzung durch die Keulegan-Carpenter Zahl scheint im Zusammenhang mit *ringing* nicht gerechtfertigt zu sein. [CHAPLIN et al. 97] untersuchten das Phänomen im Bereich  $KC = 3 - 10$ . Die Untersuchung im GWK mit transienten Wellenpaketen liegt mit  $KC > 18$  ebenfalls deutlich oberhalb des in Gl. 7-13 genannten Regimes.

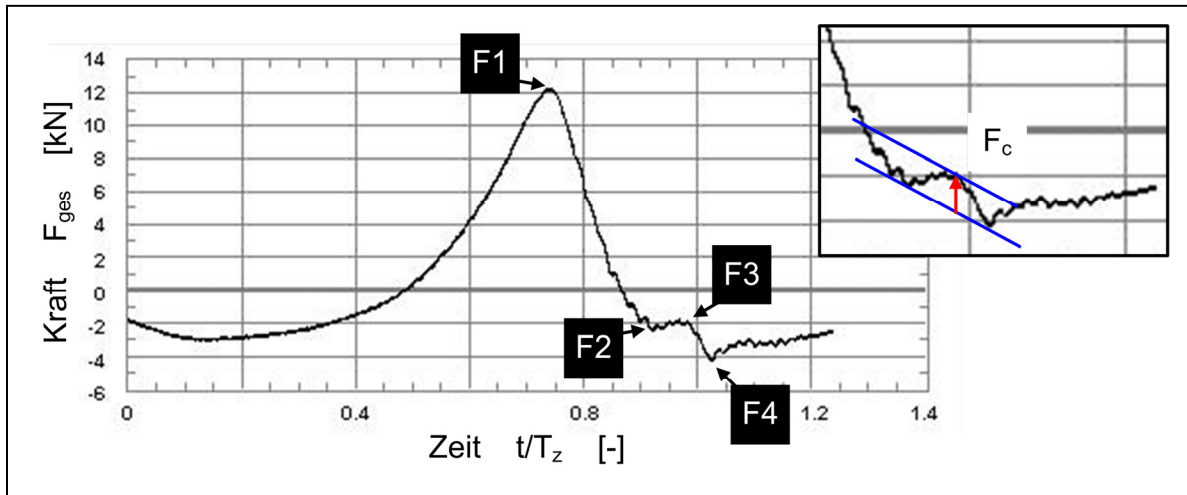


Abb. 7-17: Definition des sekundären Lastzyklus durch *ringing* nach [CHAPLIN et al. 97] und der Zeitpunkte F1, F2, F3, F4. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 5).

Den Lastzyklus des *ringings* charakterisieren [CHAPLIN et al. 97] anhand der lokalen Extrema M1-M4. Auf die Kraftmessung im GWK übertragen, wird im Folgenden die Nomenklatur F1-F4 verwendet. Eine Zeitreihe der gemessenen Gesamtkraft Abb. 7-17 zeigt die Definition dieser Zeitpunkte. Bevor der Wellenkamm die Struktur erreicht, wird die Belastung maximal am Punkt F1. Anschließend fällt die Kraft steil ab auf ein lokales Minimum bei F2, gefolgt von einem lokalen Maximum F3. Das Maximum F3 ist für steife Strukturen außerhalb des Resonanzbereichs der Einwirkung deutlich geringer als F1. Von F3 zu F4 fällt die Belastung nochmals ab und geht am Ende in einen dem MOJS Verlauf sehr ähnlichen, kontinuierlichen Anstieg über. Der von der Wellengrundfrequenz abweichende Lastzyklus zwischen F1-F4 ist anhand der MOJS Formel basierend auf der ungestörten Partikelkinematik nicht zu beschreiben. Als Auftretenszeitpunkt des Kraftmaximum F1 in Bezug auf die einlaufende Welle wird  $t(\max(d\eta/dt))$  angegeben. Über die zeitliche Einordnung der Zeitpunkte von F2-F4 wird keine Aussage getätigt. Die Versuche [CHAPLIN et al. 97] zeigen zudem den Einfluss der Wellensteilheit auf. Mit zunehmender Wellensteilheit wird ein Schwellwert überschritten und das *ringing* setzt ein. Bei noch größeren Wellensteilheiten wird der zweite Lastzyklus immer ausgeprägter. Bezugnehmend auf die in dieser Arbeit vorgenommen Klassifizierung von Wellen in LF 1 – LF 6 tritt *ringing* somit nicht erst im LF 5 auf (LF 5: Wellen mit einer Steilheit direkt unterhalb der Brechgrenze). Auch steile Wellen des LF 6 können den zweiten Lastzyklus auslösen. Außerdem wird von [CHAPLIN et al. 97] eine Abhängigkeit vom Zylinderradius mit dritter Potenz zu

$$F'_c \propto R^3 \quad (7-15)$$

aufgezeigt.  $F'_c$  ist die normalisierte Zusatzkraft aus *ringing* und kann vereinfachend und anschaulich ermittelt werden aus:



$$F'_c \approx F'_3 - \frac{1}{2}(F'_2 + F'_4) \quad [-]$$

$$\text{mit: } F' = \frac{F_{meas} \cdot k}{\rho g \pi R^2} \quad [-] \quad (7-16)$$

In [TROMANS et al. 06] wird als Ursache für diesen zweiten Lastzyklus die Umströmung des Zylinders aufgrund von Wellenauflauf- und Sunkereignissen identifiziert (*Type 1, Type 2 scattering*). Danach stellt sich zunächst ein Wellenauflauf ein, der wieder an der Zylinderoberfläche abstürzt und eine positive Zusatzkraft erzeugt. Etwas später treffen diese den Zylinder umströmenden Wassermassen auf der Rückseite aufeinander, woraus eine negative Zusatzkraft resultiert. Die Wellen aus der hochfrequenten Diffraction laufen dann weiter um den Zylinder und generieren zwei neue Ablösungen auf der Zylindervorderseite und wieder eine positive Zusatzkraft. Die Generierung des abschließenden Minimums wird nicht diskutiert. Übertragen auf die Messungen der Wasserspiegelauslenkungen am Zylinder in Abb. 7-14, Abb. 7-15 und Abb. 7-16 könnte dies Folgendes bedeuten:

- F1: Es bildet sich ein deutlicher Auflauf auf der Wellenfront, die Oberfläche an den Seiten ist geringfügig gegenüber der ungestörten Messung erhöht, anschließend stürzen die Wassermassen auf das Niveau an der Rückseite. Die Kräfte liegen oberhalb der Vorhersage durch das MOJS Modells.
- Nach dem Zeitpunkt  $\max(d\eta/dt)$  fallen die Gesamtkraft und die obere Linienkraft – Messung in der Nähe des Ruhewasserspiegels - steil ab. Auf der Front steigt die Oberfläche noch leicht an und baut sich dann zeitverzögert gegenüber der ungestörten Welle ab. Die Auslenkung auf der Rückseite verharrt auf einem konstant niedrigen Niveau. Die Wassermassen stürzen weiter zur Rückseite ab. Es sind Wellen auf der Messung an der Rückseite sichtbar, die auf das Aufeinandertreffen der seitlichen Umströmung hinweisen. Ein Umlaufen des Zylinders ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht möglich. Die Differenz der Auslenkung von den Seiten zur Rückseite ist sehr groß und die Wellen müssten bergauf laufen.
- F2: Am Kreuzungspunkt der Wasserspiegelauslenkungen an der Seite und hinter dem Zylinder, d.h. zu dem Zeitpunkt an dem die Wasserspiegelauslenkungen über die gesamte Zylinderrückseite identisch sind, stellt sich das erste lokale Kraftminimum ein. Im weiteren Verlauf ist die höchste Auslenkung über den Umfang auf der Rückseite des Zylinders zu finden und die Welle aus der Umströmung kann Richtung Vorderseite laufen. Die Gesamtkraft steigt hierdurch wieder an<sup>7</sup>.
- F3: Nach [TROMANS et al. 06] sollten sich nun Wirbel auf der Vorderseite entgegen der Wellenfortschrittsrichtung ablösen. Dies ist der Zeitpunkt des lokalen Maximums in den Kraftmessungen. Der Verlauf der Wasserspiegelauslenkung ist bis hierher auf der Front und auf den Seiten identisch.
- Als Nächstes fällt die Wasserspiegelauslenkung auf der Front und an einer Seite des Zylinders weiter gleichmäßig ab. Auf der anderen Zylinderseite stoppt der Fall des Wasserpegels abrupt und fällt erst wieder wenn das Niveau der Rückseite erreicht wird. Die Gesamtkraft fällt steil ab.

<sup>7</sup> In einigen gezeigten Fällen verläuft die Gesamtkraft hier horizontal ohne ausgeprägtes lokales Minimum. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von [CHAPLIN et al. 97] (vgl. Figure 4) und zeigt die Abhängigkeit von der Wellensteilheit. Entsprechend [CHAPLIN et al. 97] stellt sich dieses Minimum dann bei einer Erhöhung der Wellensteilheit ein.

- F4: Der zweite Lastzyklus endet mit einem lokalen Minimum. Zu diesem Zeitpunkt ist die Wasserspiegelauslenkung auf der Rückseite ist nur noch geringfügig oberhalb des Ruhewasserspiegels bei einem weiterhin konstant negativem Gradienten. Die Wasserspiegelauslenkung auf der Vorderseite ist niedriger und geht in einen horizontalen Verlauf über. Hierzu nimmt [TROMANS et al. 06] keine Stellung.

Im Folgenden werden die Zeitpunkte des Auftretens von F1, F2 und F4 in Beziehung zu den gemessenen Wasserspiegelauslenkungen gesetzt. Der Zeitpunkt von F1 ist bereits von [CHAPLIN et al. 97] durch  $t(\max(d\eta/dt))$  gegeben. Dies wird in den GWK Versuchen bestätigt, und kann etwas genauer definiert werden: Nachdem  $\max(d\eta/dt)$  am Wellenpegel auf der Zylinderfront detektiert wurde, aber kurz bevor sich  $\max(d\eta/dt)$  in den Zeitreihen auf der Zylinderseite einstellt. Die Ergebnisse von [CHAPLIN et al. 97] bestätigen diese Herangehensweise, da die Zeitpunkte der Maxima mit dem Zylinderdurchmesser wandern. Somit ist hier nicht allein die einlaufende Welle zu betrachten, sondern eine geringe Zeitkorrektur aus dem Einfluss des relativen Zylinderdurchmessers zu berücksichtigen.

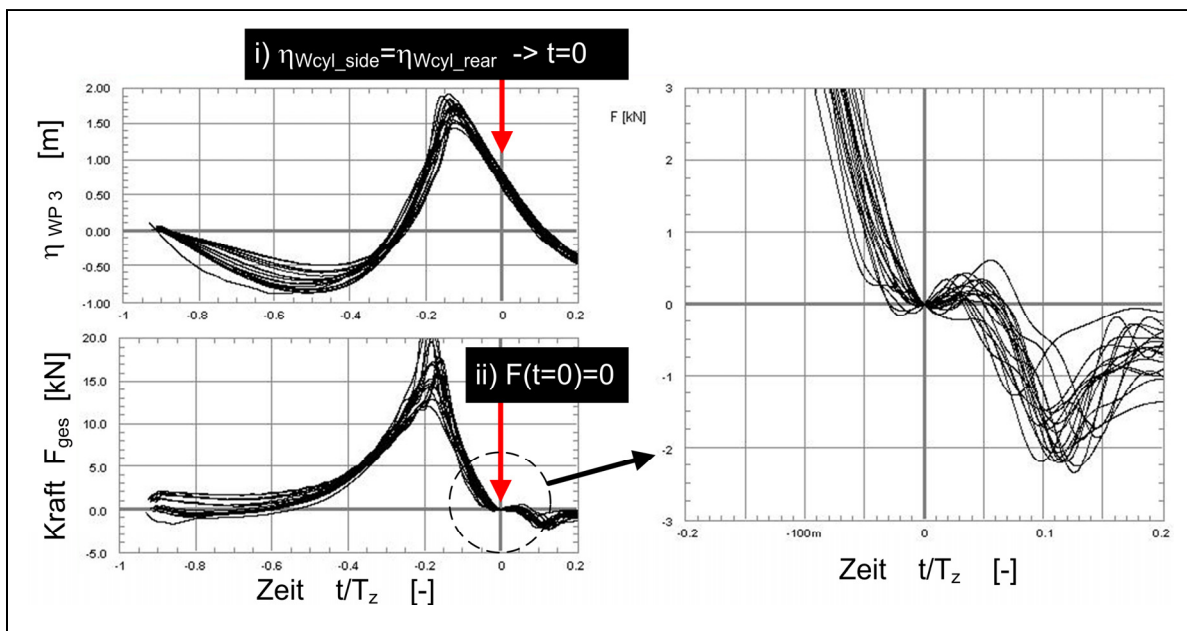


Abb. 7-18: Definition des Zeitpunktes F2 über die Wasserspiegelauslenkung auf der Seite und Rückseite des Zylinders (Abb. 7-16:  $\eta_{wcy1\_s}$  und  $\eta_{wcy1\_b}$ ), so dass gilt:  $t(F2)=0$  sowie  $F(t(F2))=0$ . Das lokale Kraftminimum F2 wird sehr gut durch den Zeitpunkt vorhergesagt, wenn die Wasserspiegelauslenkung auf einer Seite des Zylinders das Niveau der Rückseite erreicht ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4 - 5).

Der Zeitpunkt von F2 ist aus den lokalen Wasserspiegelauslenkungen am Zylinder abzuleiten. Die Auftretenszeitpunkte stehen in enger Beziehung zum Schnittpunkt der Wasserspiegelauslenkung auf den Zylinderseiten und der Zylinderrückseite. In Abb. 7-15 C) und Abb. 7-16 ist dies der Zeitpunkt  $t = 3.9$  s zu dem sich  $\eta_{wcy1\_s} = \eta_{wcy1\_b}$  einstellt. So ist auch die Zeitsynchronisation der Zeitreihen in Abb. 7-18 über diesen Schnittpunkt geschehen, d.h. der Schnittpunkt der Wasserspiegelauslenkungen  $\eta_{wcy1\_s}$  und  $\eta_{wcy1\_b}$  erfolgt bei  $t = 0$  s. Es wird immer der früheste Schnittpunkt der Messungen auf den Seiten mit der Messung auf der Rückseite verwendet. Zugleich wurde der Kraft  $F_{ges}$  mit einem *offset* versehen, so dass gilt  $F(t=0)=0$ . Hierdurch werden die lokalen Minima in der Detaildarstellung hervorgehoben. Die gemessenen Gesamtkräfte wurden anhand eines Tiefpassfilters mit  $f_{cut} = 5$  Hz gefiltert, da auch Wellen des LF 4 mit großer Strukturantwort dargestellt sind. Im vergrößerten Ausschnitt der Kraftmessungen ist erkennbar,



dass die lokalen Minima F2 um den Ursprung streuen. Das zeigt den Zusammenhang des *ringings* mit der Welle-Struktur Interaktion und die Notwendigkeit der korrekten Vorhersage der benetzten Zylinderoberfläche zur Beschreibung des *ringings*.

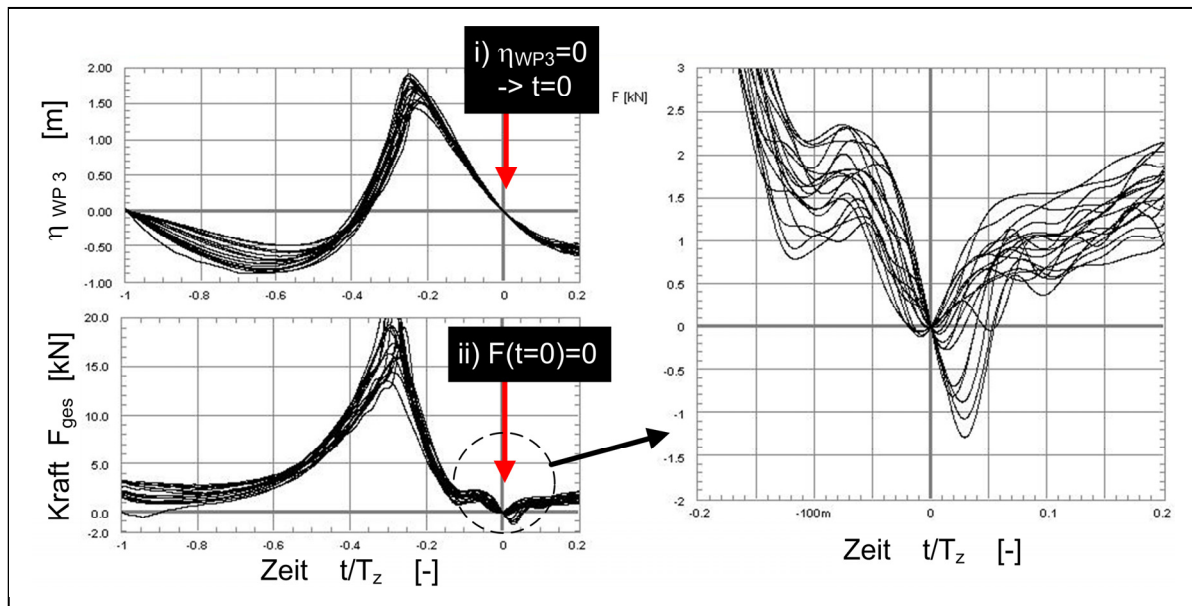


Abb. 7-19: Definition des Zeitpunktes F4 über die ungestörte Wasserspiegelauslenkung auf Höhe der Zylinderachse  $\eta_{WP3}$ , es gilt:  $t(\eta_{WP3}=0)=0$  sowie  $F(t=0)=0$ . Das lokale Kraftminimum F4 wird sehr gut durch den Zeitpunkt vorhergesagt, wenn die Wasserspiegelauslenkung den Ruhewasserspiegel kreuzt. Trotzdem treten einige Minima etwas zeitverzögert auf. ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , transiente Wellenpakete, LF 4 - 5).

Der Zeitpunkt des Auftretens von F4 korreliert eng mit dem *zerodown-cross* der ungestörten Wasserspiegelauslenkung. Dies wird anhand Abb. 7-19 verdeutlicht. Hier sind die Zeitreihen über den rückwärtigen Schnittpunkt der Messung auf Höhe der Zylinderachse synchronisiert. Außerdem sind die Kraftmessungen mit einem *offset* versehen, so dass gilt  $F(t=0)=0$ . Hierdurch werden die lokalen Minima in der Detaildarstellung hervorgehoben. Dann streuen die Minima F4 sehr nah um den prognostizierten Zeitpunkt, wobei einige Minima immer noch etwas zeitverzögert auftreten. Somit wird der Zeitpunkt von F4 weitestgehend durch den Schnittpunkt der einlaufenden Welle, gemessen auf Höhe der Zylinderachse, mit dem Ruhewasserspiegel (RWS) definiert. Zusätzlich ist eine geringe Zeitkorrektur notwendig, die wahrscheinlich auf die Wellensteilheit beruht. Dies wird unterstützt durch die Arbeiten von [CHAPLIN et al. 97] und [TROMANS et al. 06]. Bei [CHAPLIN et al. 97] (Figure 1) zeigen die Wellen 745-765 bei 0.25 s und die Welle 775 bei 0.3 s den Schnittpunkt mit dem RWS. Die Einwirkungen zeigen dann in [CHAPLIN et al. 97] (Figure 4) eine Häufung der Minima ebenfalls bei 0.25s. Die Welle 775 hat sehr wahrscheinlich auch das Minima bei 0.3 s, dies ist jedoch in der gegebenen Darstellung sowie aufgrund der überlagerten Strukturantwort nicht mit Sicherheit abzulesen. Bei [TROMANS et al. 06] (Figure 4.7) ist das Minimum direkt bei 0.25 s ablesbar. Bei [CHAPLIN ET AL. 97] ist zudem kein Einfluss des Zylinderdurchmessers erkennbar. In [CHAPLIN ET AL. 97] sind die Einwirkungen für drei unterschiedliche Zylinderdurchmesser gegeben und die Zeitpunkte der aus dem ringing entstehenden Minima M4 sind unabhängig vom Zylinderdurchmesser (ebda. Figure 4).

## 7.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Ein wesentliches Ergebnis dieses Kapitels ist die Aufbereitung der Messung der Partikelgeschwindigkeit und deren Zeitkorrektur. Die hat signifikanten Einfluss auf die experimentell ermittelten Kraftkoeffizienten. So lässt sich das Ergebnis für die verwendeten Messsysteme folgendermaßen zusammenfassen: Die Propellersonden geben ausschließlich positive Signale aus. Gerade der Eintauchvorgang im Bereich des Wellenbergs ist von dieser Einschränkung betroffen, da die Vorzeichen der Messpunkte hier nicht mehr eindeutig bestimmt werden können. Somit kann auch der Beschleunigungsverlauf nicht gesichert wiedergegeben werden kann (Abb. 7-2). Außerdem konnte eine Aktualisierungsrate der Messdaten von ca. 0.175 s herausgearbeitet werden. Dies ist schlussendlich auch die höchste Auflösung der Messdaten. Eine höhere Abtastfrequenz des Signals führt nur zu einer verfeinerten Darstellung der in der Sonde implementierten Interpolationsfunktion, aber keinesfalls zu einer verfeinerten Messung der Partikelgeschwindigkeit (Abb. 7-1). Auch ist eine Verfälschung des Beschleunigungsverlaufs feststellbar. Abschließend ist der Zeitverzug der Messung festzuhalten. Dieser steht natürlich in Zusammenhang mit der angesprochenen Interpolation, da Messwerte für diese Funktion vorgehalten werden müssen bevor eine Ausgabe erfolgen kann. Für die Propellersonden wurde eine zeitverzögerte Ausgabe des Messsignals von 0.27 s (Gl. 7-8) ermittelt. Dies ist unbedingt bei der Analyse der MOJS Kraftkoeffizienten zu berücksichtigen.

Die Ultraschallströmungssonden zeigen unterhalb des Wellentals ein besseres Verhalten. Die Aktualisierungsrate ist höher und der Zeitverzug geringer. Der Zeitverzug wird zu 0.18 s gesetzt. Durch die Berücksichtigung des Zeitverzugs können physikalisch nicht sinnvolle Ergebnisse, d.h. negative  $C_D$  Koeffizienten, korrigiert werden. In allen Fällen ist der  $C_D$  Wert sehr sensibel gegen den Zeitverzug und es ergeben sich Änderungen von über 100%. Der  $C_M$  verringert sich dagegen nur um weniger als 10% und ist robuster gegen den Zeitverzug.

Anschließend werden die MOJS Kraftkoeffizienten für eine unterhalb des Wellentals aufgezeichnete Linienkraft, d.h. ein stets vollständig eingetauchtes Zylindersegment, bestimmt. Die  $C_M$  Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Empfehlungen nach [ISO 19902], wenn auch geringfügig oberhalb der Ausgleichsgeraden der Norm. Interessanterweise fügen sich die Werte für die steilsten Wellen nahtlos in die Verteilung für flache Wellen ein. Daraus kann geschlossen werden, dass die für flache Wellen bestimmten  $C_M$ -Werte in Abhängigkeit von der KC-Zahl auf steile Welle übertragbar sind. Die  $C_M$ -Werte hängen dann ausschließlich von der KC-Zahl ab, ohne weitere Abhängigkeiten von der Steilheit der Welle oder Re-Zahl. Die hier analysierten Messungen decken den Bereich von  $3 < KC < 12$  mit guter Datenbasis ab. Für den Bereich oberhalb  $KC = 12$  liegen nur wenige Datenpunkte vor.

Der  $C_D$  Wert zeigt dagegen eine Abhängigkeit von der Re Zahl. Die Maximalwerte liegen bei  $C_D = 1.0$ . Die Werte im unteren Bereich von  $4 \cdot 10^5 < Re < 1.2 \cdot 10^6$  liegen unterhalb von  $C_D < 0.6$ . Die Re-Zahlen basieren auf Messungen auf Höhe des Zylindersegmentes. Da die  $C_D$  Koeffizienten nicht die geringste Abhängigkeit von der KC Zahl aufweisen, konnte die Angaben gemäß [ISO 19902] nicht bestätigt werden. Vielmehr wäre auf Basis des vorliegenden Ergebnisses eine Korrektur dieser Darstellung zu empfehlen. Danach weisen die  $C_M$  Werte eine Abhängigkeit von der KC Zahl auf und die  $C_D$  Werte eine Abhängigkeit von der Re Zahl.

Der Anteil von den untersuchten potentialtheoretischen Erweiterungen an der Belastung ist auch bei steilen Wellen gering, steigt jedoch mit zunehmender KC-Zahl. Die potentialtheoretischen Erweiterungen tragen zu einer verbesserten Vorhersage der Maximalkraft bei, dies aber auch nur zu einem geringen Maße. Ebenso ist der Einfluss der Berücksichtigung der potentialtheoretischen Erweiterungen auf Kraftkoeffizienten gering. Hier ist insbesondere für deutlich größere KC Zahlen ein größerer Einfluss auf den  $C_M$  Koeffizienten zu erwarten.

In allen untersuchten Wellen wurde die Linienkraft durch die Trägheitskraft dominiert. Die Messungen bestätigen dies für ein Segment unterhalb des Wellentals und für steile Wellen bis  $H/H_{\text{lim}} = 1$ . Es ist zu erwarten, dass der Anteil der Strömungsdruckkraft in höheren Schnitten bis zum Wellenkamm steigt. Aus den gezeigten Ergebnissen kann diese Änderung aber nicht quantifiziert werden.

Die Analyse der Wasserspiegelauslenkungen am Zylinder zeigt schon bei  $D/L$ -Verhältnis von  $D/L < 0.03$  bei sehr steilen Wellen eine signifikante Beeinflussung der einlaufenden Welle durch die Struktur. Hierdurch werden Auflauf- und Sunkereignisse am Zylinder und Zusatzlasten generiert, die durch die MOJS Formel nicht beschrieben werden. Dies sind insbesondere Zusatzlasten aus einer hydrostatischen Auflast und *ringing*.

Der zweite Lastzyklus aus *ringing* konnte bei höheren  $KC$  Zahlen als von [TROMANS et al. 06] vorhergesagt physikalisch realisiert werden. Die Auftretenszeitpunkte der lokalen Extrema F1-F4 nach [CHAPLIN et al. 97] wurden untersucht. Das Auftreten von F1 zum Zeitpunkt  $\max(d\eta/dt)$  konnte bestätigt werden. Das Maximum F1 steht für das globale Maximum und muss demnach nicht zwangsläufig dem *ringing* zugeordnet werden. Die Punkte F2 und F4 sind auf Basis der GWK Messungen folgendermaßen zu definieren: F2 tritt am Kreuzungspunkt der Wasserspiegelauslenkungen an der Seite und hinter dem Zylinder auf, d.h. zu dem Zeitpunkt an dem die Wasserspiegelauslenkungen über die gesamte Zylinderrückseite identisch sind. Damit ist dieser Zeitpunkt nicht direkt aus der einlaufenden Welle zu bestimmen, sondern nur auf Basis der benetzten Zylinderoberfläche. Der Zeitpunkt von F2 sollte danach abhängig sein von der Wellenperiode der einlaufenden Welle, der Wellensteilheit und dem Zylinderdurchmesser. Dies ist insofern mit [CHAPLIN et al. 97] in Übereinstimmung, als M2 bei identischen Wellen durch eine Vergrößerung des Durchmessers (Figure 4: 70mm  $\rightarrow$  127 mm) später auftritt. Im weiteren Verlauf ist die höchste Auslenkung über den Zylinderumfang auf der Rückseite des Zylinders zu finden. Der Zeitpunkt von F4 wird dagegen maßgeblich von der einlaufenden Welle dominiert. Zu diesem Zeitpunkt ist schneidet die ungestörte Wasserspiegelauslenkung auf Höhe der Zylinderachse den Ruhewasserspiegel. Auf der Rückseite des Zylinders ist die Wasserspiegelauslenkung nur noch geringfügig oberhalb des Ruhewasserspiegels bei einem weiterhin konstant negativem Gradienten. Die Wasserspiegelauslenkung auf der Vorderseite ist niedriger und geht in einen horizontalen Verlauf über. Damit konnte anhand der GWK-Messungen das Zeitintervall des zweiten Lastzyklus sehr gut aus den gemessenen Wasserspiegelauslenkungen abgeschätzt werden.



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

### 8.1 Zusammenfassung

Im Folgenden sind die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit wie folgt zusammengefasst:

- Großmaßstäbliche Laborversuche (zeitsynchrone Messung, Plausibilitätsprüfungen)
- Lastfallunterscheidung (Brechpunkt und Brechertyp)
- Krafttrennung in einen quasi-statischen und dynamischen Kraftanteil
- Analyse des dynamischen Kraftanteils und theoretische Beschreibung der Stoßkraft
- Analyse des quasi-statischen Kraftanteils und theoretische Beschreibung mittels MOJS

Daraus wird auch die erarbeitete Methodik zur Analyse der Belastung schlanker zylindrischer Strukturen ersichtlich.

#### 8.1.1 Großmaßstäbliche Laborversuche

Die Daten dieser Arbeit beruhen auf großmaßstäblichen Versuchen im Großen Wellenkanal (GWK), Hannover. Es wurden zwei Versuchsreihen ausgewertet.

In der ersten Versuchsphase („Serie A - GWK 1998“ mit einer horizontalen Sohle) wird der Zylinder durch regelmäßige Wellen belastet. In dieser Arbeit werden diese Wellen auch als flache Wellen bezeichnet, da der Abstand zur Grenzwellenhöhe relativ groß ist mit  $H_{\text{cyl}}/H_{\text{lim}} < 0,8$ . Außerdem wurden transiente fokussierende Wellenpakete verwendet, um einzelne sehr steile, brechende und gebrochene Wellen an der Zylinderfront zu generieren. Letztgenannte wurden schon im Rahmen der Promotion von Herrn Wienke analysiert ([WIENKE 01]).

In der zweiten Versuchsphase („Serie B - GWK 2000“ mit Testzylinder am Ende einer 1:10 Böschung) werden ausschließlich regelmäßige Wellen analysiert.

Die Zylinderneigung wurde in beiden Serien variiert zu  $\alpha_{\text{cyl}} = -45^\circ, -22.5^\circ, 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$ . Neben der Gesamtkraft auf den Zylinder, als Summe der Kräfte im oberen und unteren Auflager, wurde die ungestörte Wasserspiegelauslenkung an verschiedenen Positionen an der Kanalwand und die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder auf der Front, an beiden Seiten und auf der Rückseite gemessen. Die Partikelgeschwindigkeit wird „auf Höhe“ der Zylinderfront auf verschiedenen Höhenlagen ebenfalls an der Kanalwand aufgezeichnet. In der „Serie A - GWK 1998“ erfolgten zudem auf zwei Ebenen Druckmessungen über den Zylinderumfang zur Ermittlung einer Linienkraft. Insbesondere hat sich die zeitgleiche Aufzeichnung der ungestörten Wasserspiegelauslenkung und der benetzten Zylinderoberfläche für die spätere Analyse und Bewertung der MOJS Formel als wichtig erwiesen.

Die Auswertung der Daten hat aber auch gezeigt, dass eine zeitsynchrone Messung nicht notwendigerweise durch eine zeitgleiche Speicherung der an der Datenerfassung ankommenden Signale gegeben ist. Die Messung der Partikelgeschwindigkeit mittels der Strömungs sonden zeigt einen Zeitverzug, der auf einer internen Datenverarbeitung und verzögerten Messwertausgabe beruht. Dieser Zeitverzug konnte aus einem Vergleich mit der Messung der Wasserspiegelauslenkung für die Propellersonden abgeschätzt werden zu:

$$\Delta t_{\text{propeller}} = 0.2700 \quad [\text{s}] \quad (7-8)$$

Für die Ultraschallströmungs sonden wurde der Zeitverzug abgeschätzt zu:

$$\Delta t_{NSW} = 0.1800 \text{ [s]}. \quad (7-9)$$

Weiter ist die Aktualisierungsrateder Messwerte zu berücksichtigen. Am Beispiel der Propellersonden konnte gezeigt werden, dass die Messdaten nur in Abständen von ungefähr 0.175 s aktualisiert werden (Abb. 7-1). Eine schnellere Abtastung des Signals bedeutet dann keinen Informationsgewinn, sondern nur eine höhere Auflösung der in der Messsonde implementierten Interpolationsfunktion. Der Zeitverzug des Signals der Strömungssonden hat einen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis bei der Bestimmung der MOJS Kraftkoeffizienten. Dies führt zu Schwankungen des  $C_D$ -Koeffizienten von über 80% oder gar zu physikalisch sinnleeren negativen  $C_D$ -Koeffizienten. Der  $C_M$ -Koeffizienten ist robust gegenüber einem Zeitverzug in den Sonden und der Einfluss ist kleiner als 10%.

### 8.1.2 Lastfallunterscheidung

Zur Klassifikation werden die Einzelereignisse nach Lastfällen eingeteilt (Tab. 4-1). Für die Lastfalleinteilung wird unterschieden nach (i) Distanz des Brechpunkts einer Welle zur Zylinderfront  $x_b - x_{cyl}$  und (ii) dem Brechertyp, wobei  $x_b$  ist der Lage des Brechpunkts der Welle und  $x_{cyl}$  der Lage der Zylinderfront in Bezug auf den Wellengenerator entspricht.

Die Definition eines perfekten **Brechkriteriums** zur genauen Ermittlung von  $x_b$  besteht darin, dass es sicher alle brechenden Wellen detektiert und keine nicht brechenden Wellen fälscherweise als brechend identifiziert werden. In Bezug auf das hier verwendete **Schwellwertverfahren** nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] bedeutet dies: Der Schwellwert -Frequenz  $f_{thres}$  muss niedrig genug sein, so dass alle brechenden Wellen erkannt werden, und so hoch, dass das Verfahren nicht schon bei nicht brechenden Wellen anschlägt. Dies konnte für die Sturzbrecher der Serie A – GWK 1998 und der weiteren Versuche in [IRSCHIK et al. 11] herausgearbeitet werden:

$$f_{thres} (T_z) = 0.60 \text{ Hz} \quad (4-14)$$

Das Schwellwertverfahren nach [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] analysiert den variablen Anteil der Hilbert-Frequenz der gemessenen Wasserspiegelauslenkung. Es wird auch **Phase Time Method** (PTM) genannt. Das Verfahren zeigt sich robust gegen Variationen des Schwellwertes. Dies führte zwar zu einem systematischen Fehler, d.h. einem konstanten *offset* des Brechpunktes im Kanal, aber nicht zu einer grundlegenden Verschlechterung der Detektion des Wellenbrechens. Die visuelle Analyse offenbart zudem eine subjektive Einschätzung des Brechpunktes durch den Betrachter, und zeigt damit den Vorteil der Objektivität dieser Methode. So wurde die visuelle Analyse von verschiedenen Personen durchgeführt und die subjektive Definition eines Brechpunktes variierte dabei von Welle zu Welle ohne dass ein Trend ablesbar war.

Die Lastfalleinteilung mittels des verwendeten Schwellwertverfahrens hat sich als feiner, deutlich effizienter, schneller und verlässlicher erwiesen. Somit ist das Verfahren nicht nur wie in dieser Arbeit für eine nachträgliche Klassifizierung der Ergebnisse, sondern zukünftig auch für eine *online* Analyse zur Versuchsoptimierung hervorragend geeignet.

Die **Brecherkenzahlen** und andere Parameter, die auf globalen Werten beruhen, haben sich für eine präzise Bestimmung der **Brechertypen als ungeeignet erwiesen**. Nach [GALVIN 68] gibt nur die Brecherkammneigung eine zuverlässige Aussage über den Brechertyp. Danach konnten in der visuellen Analyse für die „Serie B – GWK 2000“ sowohl Sturz- als auch Kollapsbrecher identifiziert werden. In „Serie A - GWK 1998“ wurden ausschließlich Sturzbrecher generiert. Darauf aufbauend konnte eine Methode zur Identifizierung der Brechertypen anhand der lokalen Hilbert-Frequenz im Zeit-Frequenz Bereich erarbeitet werden. Die Hilbert-Frequenzen zeigen charakteristische Positionen der Maxima auf der Wellenfront analog zu den Beschreibungen von [GALVIN 68]. Für Kollapsbrecher liegen diese deutlich näher am Ruhewasserspiegel als für Sturzbrecher, die unterhalb des Wellenkamms brechen. Zwischen beiden

Grundtypen zeigt der Parameter einen gleichmäßigen Übergang in Abhängigkeit von der folgendendimensionlosen Wellenperiode:

$$\begin{aligned} dt_{PTM,max} / T \geq 7 \quad [\%] & \quad \text{Sturzbrecher} \\ dt_{PTM,max} / T \leq 2 \quad [\%] & \quad \text{Kollapsbrecher} \end{aligned} \quad (4-16)$$

Mit  $dt_{PTM,max}$ : Lokation der maximalen Frequenzvariation auf der Wellenfront; T: *zero-downcross* Wellenperiode. Mit der Ermittlung der Lage des Brechpunktes im Kanal ist auch die Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront bekannt und die Einzelereignisse konnten folglich nach der Distanz  $x_b - x_{cyl}$  und dem Brechertypen sortiert dargestellt werden.

### 8.1.3 Krafttrennung

Eine neue Methode zur **Trennung quasi-statischer und dynamischer Kraftanteile** wurde erarbeitet, die zugleich Vorteile der Eindeutigkeit und Robustheit gegenüber bisherige Methoden aufweist. Die Methode basiert auf der kombinierten Anwendung eines FFT Tiefpassfilters mit anschließender EMD Filterung (Abb. 4-26). Bei den bisherigen Filter-Methoden werden die Ergebnisse von subjektiven Annahmen beeinflusst, beispielsweise durch die Wahl der Grenzfrequenz eines FFT Filters oder der Form eines Wavelets. Die EMD ist in der Lage, instationäre Schwingungen zu separieren, jedoch kann es z.B. bei großen Amplitudensprüngen zu einem sog. *mode mixing* kommen. Dies wird verringert durch den FFT Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz identisch zur Eigenfrequenz der Struktur. Trotzdem wird das Maximum des quasi-statischen Kraftanteils bei großen Druckschlägen überschätzt. Folglich wird die dynamische Maximalkraft unterschätzt. Alle folgenden Maxima (Max2, Max3, Max4 nach Abb. 4-29) werden mit großer Genauigkeit bestimmt. Die Ermittlung der Stoßkraft, d.h. der Vergleich der dynamischen Belastung mit einer idealen, gedämpften Schwingung, erfolgt daher nicht ausschließlich aus dem Maximalwert, sondern über die ersten fünf Schwingungen einer Zylinderantwort.

### 8.1.4 Normierte Maxima der Gesamtkraft, quasi-statischer und dynamischer Kraftanteil

Unter Verwendung der beschriebenen Methoden konnten die Maxima der Gesamtkraft, des quasi-statischen und dynamischen Kraftanteils in Abhängigkeit der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront und für verschiedene Brechertypen sowie für verschiedene Zylinderneigungen getrennt dargestellt werden. Sofort wird die unterschiedliche Streubreite von quasi-statischen und dynamischen Maxima deutlich. Die Streuung der Datenpunkte hängt zudem von der Lage des Brechpunktes in Bezug auf die Zylinderfront sowie von der Zylinderneigung ab. Die Ergebnisse bestätigen die Annahme eines konstanten quasi-statischen Anteils, trotz der Überschätzung der Maxima bei zunehmendem Druckschlag, und der hohen Variabilität des dynamischen Anteils (Abb. 4-34). Die normierten Gesamtkräfte und dynamischen Kraftanteile zeigen, dass sich der Ort der maximalen Stoßkraft, Lastfall 3 nach [WIENKE&OUMERACI 05], mit zunehmender Zylinderneigung von der Struktur entfernt. Bei  $\alpha = -45^\circ$  liegt dieser Ort direkt auf Höhe der Zylinderfront, bei  $\alpha = 0^\circ$  dann 2 m für Kollapsbrecher und 3 m für Sturzbrecher vor der Front, d.h. ca.  $0.08 \, t/T$  und  $0.12 \, t/T$  (Abb. 4-33, Abb. 4-35). So liegen die Brechpunkte für Kollapsbrecher allgemein geringfügig näher zur Zylinderfront, was auf eine steilere Wellenfront zurückzuführen ist.

### 8.1.5 3-D Beschreibung der Stoßkraft, *curling factor* $\lambda$ und Wellenfortschrittsgeschwindigkeit im Brechpunkt $C_b$

Im Abschnitt 2.1.2.2, Gl. 2-14 und Gl. 2-15, wird eine Korrektur für einen sanfteren Übergang von Zeitintervall 1 zu Intervall 2 nach dem [WIENKE&OUMERACI 05] - Modell vorgeschlagen. Sowohl der Maximalwert zu Beginn als auch die Dauer des Eintauchprozesses bleiben hiervon unberührt, bei gleichzeitiger

Minimierung der Unstetigkeit beim Übergang von einer quadratischen zu einer Approximation 4. Grades des Zylinderquerschnitts.

Die ermittelten Stoßkräfte zeigen die erwartete Abhängigkeit von der Distanz des Brechpunktes zur Zylinderfront. Die Ergebnisse bestätigen auch die Notwendigkeit, den Brechertyp in der Lastfalldefinition zu berücksichtigen, da der **Einfluss der Wellenfrontneigung** sichtbar wird. Dieser Effekt tritt bei der Darstellung der *curling* Faktoren hervor. Hier konnten die Werte der Sturzbrecher induziert durch Wellenfokussierung in großen Wassertiefen aus[WIENKE 01] auch für wassertiefenbedingte **Sturzbrecher im Flachwasser** bestätigt werden. Für **Kollapsbrecher** ist dagegen von einer steileren Wellenfront auszugehen und die *curling* Faktoren sind dementsprechend zu modifizieren (Abb. 5-6, Abb. 5-7).

Die gemessene **Wellenfortschrittsgeschwindigkeit** ließ sich mit relativ guter Genauigkeit mit einfachen theoretischen Mitteln beschreiben. Dazu wurde bei Kenntnis der Wassertiefe und Wellenperiode eine Grenzwellenhöhe  $H_{lim}$  nach Gl. 2-5[WILLIAMS 81] berechnet. Mit  $0.95 \cdot H_{lim}$  wird anhand einer periodischen Wellentheorie, z.B. Fourier - Theorie nach [SOBEY 89] - XV. Ordnung, die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit berechnet. Die Übereinstimmung mit den Messwerten ist sehr gut, insbesondere für Wellen mit maximaler Belastung (Abb. 5-3). Der Einfluss der Wellenhöhe auf das Ergebnis ist jedoch zwingend zu berücksichtigen. Die Verwendung der expliziten Näherung nach [FENTON&MCKEE 90] oder die Annahme einer kleinen Wellenhöhe als Eingangswert einer periodischen Wellentheorie führt praktisch zum gleichen Ergebnis wie die lineare Lösung. Wie von [FENTON&MCKEE 90] ausdrücklich betont und aus Abb. 5-1 deutlich erkennbar, ist die Abweichung von der implizierten (Gl. 5-1) und der explizierten (Gl. 5-3) linearen Dispersionsgleichung vernachlässigbar, wenn man den Einfluss z.B. der Wellenhöhe auf das Ergebnis in Betracht zieht. Die Vorhersage ist dann für die hier genannte Anwendung unbrauchbar.

Für die Anwendung des 3-D Druckschlagmodells nach [WIENKE&OUMERACI 05] zur Ermittlung des Stoßkraftanteils der Einwirkung brechender Wellen auf einen schlanken Zylinder kann abschließend Folgendes empfohlen werden:

- (i). Die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit kann für die Ingenieurpraxis mit vollkommen ausreichender Genauigkeit durch eine theoretischen Beschreibung vorhergesagt werden. Es ist eine periodische Wellentheorie hoher Ordnung oder eine äquivalente nichtlineare Beschreibung zu verwenden. Als Eingangsgrößen werden lediglich die Wassertiefe und die Wellenperiode benötigt, um die Grenzwellenhöhe  $H_{lim}$  ist nach Gl. 2-5 zu ermitteln. Zur Erhöhung der numerischen Stabilität kann die Grenzwellenhöhe auf  $0.95 \cdot H_{lim}$  ohne Genauigkeitseinbußen reduziert werden. In dieser Arbeit wurde die Fourier - Theorie nach [SOBEY 89] - XV. Ordnung angewendet.
- (ii). Es ist von einem maximalen *curling* Faktor für den lotrechten Zylinder von  $\lambda = 0.5$  auszugehen. Bei einem Sicherheitskonzept basierend auf dem Mittelwert der Extremlasten kann dieser Werte auf  $\lambda = 0.4$  reduziert werden. Auf Basis der aktuellen Ergebnisse wird dies konservativ sowohl für Sturz- als auch für Kollapsbrecher empfohlen. Für die entgegen der Wellenausbreitungsrichtung geneigten Zylinder sind die *curling* Faktoren nach Gl. 2-21 abzuschätzen, mit  $\beta = -45^\circ$  für Sturzbrecher und  $\beta = -30^\circ$  für Kollapsbrecher. Für positive Neigungswinkel sollte für beide Brechertypen  $\beta = -30^\circ$  angesetzt werden.

Es wird an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Beschreibung von [WIENKE&OUMERACI 05] den maximalen Druckschlag unter idealen Bedingungen beschreibt und den *slamming* - Koeffizienten von  $C_s = 2 \pi$  aus einer theoretischen Herleitung ermittelt. Der in [FALTINSEN 90] veröffentlichte Koeffizient  $C_s = 5.15$  nach [CAMPBELL&WEYNBERG 79] ist dagegen eine Ausgleichsgerade verschiedener experimentell ermittelter *slamming* - Koeffizienten. Der ideale Lastfall charakterisiert dann die obere Grenze der ex-



perimentellen Ergebnisse von [CAMPBELL&WEYNBERG 80], wie durch die Messergebnisse auch bestätigt wird ([CAMPBELL ET AL. 77], fig. 26). In der theoretischen Herleitung bleiben zum Beispiel Lufteinschlüsse, ein schräg zum Wellenkamm versetztes Aufschlagen der Brecherzunge oder ungleichmäßiges Eintauchen des Zylinders über den Zylinderumfang unberücksichtigt. Diese Effekte führen in den Experimenten zu einer Verringerung des *slamming* – Koeffizienten.

#### 8.1.6 Quasi-statische Einwirkung und MOJS Formel

Der Anwendungsbereich der MOJS Formel wird im Allgemeinen über das **D/L Kriterium** mit  $D/L < 0.2$  definiert. Dies ist auf Grundlage der gezeigten Ergebnisse ein notwendiges Kriterium, jedoch **nicht hinreichend** bei Berücksichtigung sehr steiler Wellen. Hier ist der Gradient der Wasserspiegelauslenkung  $\eta$  über den Zylinderdurchmesser  $D$  ebenfalls zu berücksichtigen. Der Gradient wird durch die Welle-Struktur Interaktion, insbesondere durch den Auflauf auf der Front und den Sunk auf der Rückseite verstärkt, so dass sich auf Gradienten von bis zu

$$\frac{d\eta}{dD} = 1.3 \quad (6-2)$$

einstellt. Daraus werden Zusatzbelastungen aus einer geänderten hydrostatischen Druckverteilung und potentialtheoretischen Einwirkungen (*ringing*) generiert. Die Korrelation von Kraftmessung und Wasserspiegelauslenkung am Zylinder lässt darauf schließen, dass es sich um einen konvektiven Anteil aus der vertikalen Geschwindigkeitskomponente  $w \cdot dx/dx$  handelt. Bei der Belastung durch sehr steile Wellen wird die Anwesenheit der Struktur sehr viel früher relevant als es das Kriterium eines schlanken Bauwerks  $D/L < 0.2$  erscheinen lässt. Ein erweitertes Abgrenzungskriterium steht jedoch noch aus.

Diese **Einflüsse aus der freien Oberfläche** treten nur bei Strukturen auf, die die Wasserspiegeloberfläche durchstoßen. Zusätzlich können dann auch Eintauchprozesse für die lokale Belastung relevant werden, wenn der Zylinder in eine annähernd parallel verlaufende Wasserspiegeloberfläche eintaucht.

Weiter wird die Wellenform bei **Verwendung einer periodischen Wellentheorie zur Beschreibung steiler Wellen** nur sehr schlecht angenähert und dies führt zu deutlichen Abweichungen in den Gradienten der Krafteinwirkung. In den gezeigten Beispielen wird die Maximalkraft auch deutlich unterschätzt. Die Methode der linearen Superposition auf Basis gemessener Wasserspiegelauslenkungen und experimentell ermittelter Kraftkoeffizienten liefert hier bessere Ergebnisse.

Das **MOJS Modell** wurde ebenfalls auf eine **gemessene Linienkraft** für den lotrechten Zylinder der „Serie A – GWK 1998“ angewendet. Das Zylindersegment befand sich für regelmäßige Wellen in der Höhenlage  $z/d = -0.45$  und bei transienten Wellenpaketen aufgrund eines niedrigeren Wasserstands bei  $z/d = -0.38 \div -0.34$  und war somit zu jeder Zeit vollständig eingetaucht. Der **Trägheitsanteil** war sowohl zum Zeitpunkt des Maximums als auch in Bezug auf das Integral über die gesamte Wellenperiode **dominierend**. Auch bei den steilsten nicht brechenden Wellen war der Anteil von  $F_I$  am Maximum der Linienkraft größer als 70% (geringere Werte in Abb. 7-10 sind als Ausreißer einzustufen). Flächenmäßig ist das Kraftintegral des Trägheitsanteils dann immer noch doppelt so groß wie das der Strömungsdruckkraft.

Das **MOJS Modell** liefert selbst für die **steilsten Wellen** auf Basis gemessener Partikelgeschwindigkeiten eine **gute Übereinstimmung mit der gemessenen Linienkraft**, mit der Einschränkung von zwei Abschnitten der Welle. Diese zwei Bereiche sind: (i) Ein kurzes Intervall um die maximale Einwirkung und (ii) das Ende der Welle um den rückwärtigen *zerodown-crossing*. Der Maximalwert der Einwirkung wird im ersten Intervall systematisch unterschätzt. Die Maxima werden mit dem MOJS Modell für sehr steile Wellen um bis 20% zu niedrig vorhergesagt. Außerdem kann der zweite Lastzyklus aus *ringing* um den rückwärtigen *zerodown-crossing* mit dem MOJS Modell nicht wiedergegeben werden.

Für die klassische Formulierung der MOJS Formel als lineare Superposition einer Trägheits- und Strömungsdruckkraft wurden zudem die **Kraftkoeffizienten unter Verwendung gemessener Partikelgeschwindigkeiten** ermittelt. Dies für sehr flache Wellen ( $H_{\text{cyl}}/H_{\text{lim}} = 0.302 \div 0.564$ ) bis zu den steilsten nicht brechenden Wellen ( $H_{\text{cyl}}/H_{\text{lim}} = 0.832 \div 1.047$ ). Die Kraftkoeffizienten wurden über die Kennzahlen  $Re$  und  $KC$  aufgetragen. Dabei zeigte sich eine deutliche Abhängigkeit des  **$C_M$  Koeffizienten von der KC-Zahl** und eine deutliche Abhängigkeit des  **$C_D$  Wertes von der Re-Zahl**.

Die  $C_M$ -Werte für steile Wellen fügen sich in Abhängigkeit von der  $KC$ -Zahl exakt in die Verteilung für flache Wellen ein. Damit behalten die für flache Wellen ermittelten  $C_M$ -Koeffizienten auch für sehr steile Wellen ihre Gültigkeit. **Unabhängig von der Wellensteilheit** wird also für den dargestellten Wertebereich der  $KC$ -Zahl ein **eindeutiges Ergebnis des  $C_M$  - Koeffizienten** ermittelt. Durch die hier durchgeführte experimentelle Verifikation bis zum Lastfall LF 5, kann der Anwendungsbereich dieser Werte im Bezug auf die Wellensteilheit nun erweitert werden (Abb. 7-12).

Dagegen zeigen die  **$C_D$ -Werte** ein anderes Bild. Hier bilden die Werte für die steilsten Wellen eine Extrapolation der Verteilung für flache Wellen in den Bereich höherer  $Re$ -Zahlen. Die Verteilungen haben keine Schnittmenge und bilden getrennte Punktwolken, so dass eine Abschätzung des Verlaufs außerhalb der dargestellten Werte nicht zulässig ist (Abb. 7-13).

Die Verteilung der  $C_M$ -Werte zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den **Angaben nach [ISO 19902]**. Es wird eine geringe Modifikation an dem [ISO 19902] Verlauf vorgeschlagen, so dass der erste Knickpunkt bei  $KC = 4$  und  $C_M = 2.075$  liegt. Die  $C_D$ -Werte werden in [ISO 19902] ebenfalls in Abhängigkeit von der  $KC$ -Zahl angegeben. Diese Abhängigkeit konnte nicht bestätigt werden, da die Werte für sehr steile Wellen stark unterschätzt werden.

Die **potentialtheoretischen Erweiterungen** für die dynamische Zusatzkraft  $F_{I,\text{dynamic,Cook}}$  aus advektiven Beschleunigungennach [LIGHTHILL 79] in der Formulierung von [COOK&SIMIU 89] unter Einbeziehung der Drücke zweiter Ordnung und die axiale Divergenz-Kraft  $F_{I,\text{AxialDiv,Rainey}}$  nach [RAINEY 89] wurden bei der Beschreibung eines stets vollständig eingetauchten Zylinderelementes ebenfalls getestet. Die Berücksichtigung dieser Kraftterme führt grundsätzlich zu einer Verbesserung der Vorhersage der Welleneinwirkung. Die Abweichungen im Bereich der maximalen Einwirkung werden jedoch nur verringert, und bleiben jedoch weiterhin bestehen. Das *ringing* Phänomen um den rückwärtigen *zerodown-crossing* kann mit diesen Mitteln ebenfalls nicht beschrieben werden. Die unter Berücksichtigung der potentialtheoretischen Erweiterungen ermittelten Kraftkoeffizienten zeigen nur sehr geringe Abweichungen zu den Werten auf Basis der klassischen Formulierungen. In Anbetracht der Herausforderungen bei der Anwendung und den zugrundeliegenden Vereinfachungen der MOJS Formel, z.B. korrekte Beschreibung der Wellenform und der Partikelkinematik sowie Vernachlässigung der Welle-Struktur Interaktion und des *ringing*-Phänomens, ist der Einfluss der potentialtheoretischen Erweiterungen auf die Kraftkoeffizienten vernachlässigbar gering. Die Ergebnisse zeigen aber auch die Zunahme dieses Einflusses mit ansteigender  $KC$ -Zahl, so dass für deutlich höhere  $KC$ -Zahlen die Gültigkeit der Annahme identischer Kraftkoeffizienten zu hinterfragen ist.

Für den so genannten **zweiten Lastzyklus aus dem *ringing*** konnte das Zeitintervall und die Zeitpunkter Extrema  $F_1$ ,  $F_2$  und  $F_4$  in Beziehung zur Wasserspiegelauslenkung gesetzt werden. Das Auftreten von  $F_1$  zum Zeitpunkt  $\max(d\eta/dt)$  konnte bestätigt werden.  $F_2$  tritt am Kreuzungspunkt der Wasserspiegelauslenkungen an der Seite und hinter dem Zylinder auf, d.h. zu dem Zeitpunkt an dem die Wasserspiegelauslenkungen über die gesamte Zylinderrückseite identisch sind. Damit ist dieser Zeitpunkt nicht direkt aus der einlaufenden Welle zu bestimmen, sondern nur auf Basis der benetzten Zylinderoberfläche. Der Zeitpunkt von  $F_2$  sollte danach abhängig sein von der Wellenperiode der einlaufenden Welle, der Wellen-

steilheit und dem Zylinderdurchmesser. Dies ist insofern mit [CHAPLIN et al. 97] in Übereinstimmung, als F2 bei identischen Wellen durch eine Vergrößerung des Durchmessers später auftritt (Figure 4: 70mm - > 127 mm). Im weiteren Verlauf ist die höchste Auslenkung über den Zylinderumfang auf der Rückseite des Zylinders zu finden. Der Zeitpunkt von F4 wird dagegen maßgeblich von der einlaufenden Welle dominiert. Zu diesem Zeitpunkt schneidet die ungestörte Wasserspiegelauslenkung auf Höhe der Zylinderachse den Ruhewasserspiegel. Auf der Rückseite des Zylinders ist die Wasserspiegelauslenkung nur noch geringfügig oberhalb des Ruhewasserspiegels bei einem weiterhin konstant negativem Gradienten. Die Wasserspiegelauslenkung auf der Vorderseite ist niedriger und geht in einen horizontalen Verlauf über.

Zusammenfassend führt die Erweiterung der klassischen MOJS Formulierung um potentialtheoretische Erweiterung in der Ingenieurpraxis zu keiner nennenswerten Verbesserung in der Vorhersage der Welleneinwirkung. Die zu erwartenden Unsicherheiten bei der Bestimmung der Wellenparameter und der Einfluss aus Anbauten sowie marinem Bewuchs sind deutlich höher. Der Kraftkoeffizient  $C_M$  behält in Abhängigkeit von der KC-Zahl auch für die Anwendung bei sehr steilen Wellen Gültigkeit. Der Koeffizient  $C_D$  ist auf Basis der Re-Zahl zu ermitteln. Die Messungen zeigen aber auch eine Unterschätzung der maximalen Einwirkung von sehr steilen *near-breaking* Wellen. Ebenso kann der zweite Lastzyklus aus *ringing* nicht mit dem MOJS Modell beschrieben werden. Die Anwendung der Methode der linearen Superposition ist auch für steile Wellen empfehlenswert. Hier ist jedoch besondere Sorgfalt zur Vermeidung hochfrequenter Oszillationen und physikalisch sinnleerer, überhöhter Partikelgeschwindigkeiten geboten.

## 8.2 Ausblick

Es bleibt anzumerken, dass die analysierten Laboruntersuchungen ( $KC = 3 \div 14$ ;  $Re = 0,4 \cdot 10^6 \div 1,2 \cdot 10^6$ ) nur einen Ausschnitt von den in der Praxis anzutreffenden **KC und Re Bereichen** ( $KC = 2 \div 60$ ;  $Re = 2 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^7$ ) abbilden konnten. Dies betrifft Einschränkungen in der Wellengenerierung sowie die Beschränkung auf einen Zylinderdurchmesser. Eine Erweiterung des in den Versuchen abgedeckten Bereichs durch weitere Versuche oder einer Re-Analyse existierender Datensätze ist für eine Verallgemeinerung der oben gezeigten Ergebnisse sinnvoll. Dabei sind insbesondere der Einfluss des relativen Zylinderdurchmessers  $D/L$  von Interesse sowie die Abhängigkeiten von den Kennzahlen KC und Re.

Aufgrund der Ergebnisse der Analyse der GWK-Untersuchungen werden folgenden Messungen bei **zukünftigen Untersuchungen** der Belastung von zylindrischen Strukturen empfohlen:

- Gleichzeitige Kenntnis von Gesamtkräfte als auch eines Einspannmomentes zur Prüfung der Höhenverteilung der einwirkenden Lasten
- Messung der Wasserspiegelauslenkung unmittelbar an der Struktur
- Ermittlung einer Linienkraft aus Druckmessungen über den Umfang

Für das Brechkriterium basierend auf dem PTM Verfahren ist der maximale Abstand der Wellenpegel für eine zuverlässige Detektion des Brechens noch zu bestimmen. Außerdem ist die minimal notwendige Abtastrate noch zu definieren. Zukünftig sollte generell neben einer visuellen Auswertung auch eine Auswertung im Zeit-Frequenzbereich erfolgen. Dazu ist die Angabe von Maximum sowie Ort des Maximums von besonderem Interesse.

Der Einfluss der Wellenfrontneigung auf die Stoßkraft und die Gültigkeit des 3D-Modells von [WIENKE&OUMERACI 05] konnte auch für Flachwasserbedingungen experimentell bestätigt werden. Somit wäre hier lediglich eine Verfeinerung der Höhenverteilung der Stoßkraft ein weiteres Forschungsfeld.

Im Bereich der theoretischen Beschreibung des quasi-statischen Belastungsanteils mittels MOJS Formel werden in dieser Arbeit einige Aspekte aufgeworfen, die noch weitergehender Analysen bedürfen. Insbesondere der Einfluss der Welle-Struktur Interaktion und der Eintauchprozesse sind beim Auftreten von steilen Wellen von Interesse. Dies ist beispielsweise bei stark in Wellenrichtung geneigten Zylindern von Interesse, wenn die Wasserspiegeloberfläche annähernd parallel zur Zylinderfront verläuft. Hier kann eine modifizierte Form der Druckschlagbeschreibung nach [WIENKE&OUMERACI 05] Anwendung finden, um den Eintauchprozess zu beschreiben. Für eine Berücksichtigung der Eintauchprozesse in der Lastermittlung ist dann die exakte Beschreibung der Wellenform zwingend notwendig.

Durch die Welle-Struktur Interaktion wird ein Auflauf auf der Front und ein Sunk auf der Rückseite des Zylinders generiert. Es wäre interessant zu klären, inwieweit eine daraus veränderte hydrostatische Druckverteilung sowie ein advektiver Anteil aus der vertikalen Geschwindigkeitskomponente  $w \cdot dw/dx$  zum Kraftmaximum und dem *ringing* Phänomen beiträgt.

Abschließend sind die numerischen Methoden zur Beschreibung der einlaufenden Welle als auch der Welle-Struktur Interaktion als weiteres Forschungsfeld zu nennen. Aufgrund der erweiterten Rechnerkapazitäten aber auch durch verbesserte Methoden erscheint dies in naher Zukunft möglich. Die Kopplung von nichtlinearen potentialtheoretischen Modellen mit Modellen zur Lösung der Navier-Stokes Gleichungen verspricht eine effiziente Lösung zur Simulation von Welle-Struktur Interaktion. Es wäre wünschenswert, wenn im ersten Schritt diese Modelle zur weiteren Analyse der beschriebenen Prozesse eingesetzt werden können. Der Fokus sollte hierbei auf dem Eintauchprozess und dem zweiten Lastzyklus liegen. Aber auch die Ermittlung der Kraftkoeffizienten für einen erweiterten Bereich von KC- und Re-Zahlen ist wünschenswert. Im zweiten Schritt sollte die Bereitstellung einer effizienten Methode in der Lastermittlung für *offshore* Tragstrukturen angestrebt werden. Dies kann bereits mit der Bereitstellung von „prototypischen“ Kraftkoeffizienten als Eingangsdaten in bestehende Systeme geschehen. Hiermit würden die zurzeit in der Anwendung verwendeten Koeffizienten aus dem Regelwerk für das zu bemessende Bauwerk ersetzt.

## 9 Schrifttum

- [1] <http://www.westpier-trust.demon.co.uk/images.html#collapse>  
Zugriff: 30.03.2004.
- [2] <http://www.dradio.de/dlf/sendungen/forschak/1455744/>  
Zugriff: 24.07.2011.
- [APELT&PIOREWICZ 87] APELT, C.J.; PIOREWICZ, J.1987. *Impact forces as part of the total breaking force on a vertical pile*. Research Report No. CE 78.
- [BARLTORP et al. 90] BARLTORP, N.D.P.; MITCHELL, G.M.; ATKINS, J.B.1990. *Fluid loading on fixed offshore structures*. OTH 90 322, Vol. 1 & 2.
- [BATEMAN et al. 03] BATEMAN, W.J.D; SWAN, C.; TAYLOR, P.H. 2003. *On the calculation of the water particle kinematics arising in a directionally spread wavefield*. Journal of Computational Physics; Vol. 186, pp. 70-92.
- [BEA&LAI 78] BEA, R.G.; LAI, N.W. 1978. *Hydrodynamic loadings on offshore platforms*. Offshore Technology Conference; OTC 3064, pp. 157-168.
- [BEARMAN 88] BEARMAN, P.W.1988. *Wave loading experiments on circular cylinders at large scale*. Proc 5th Int. Conf on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '88; pp. 471-487.
- [BEARMAN et al. 85] BEARMAN, P.W.; CHAPLIN, J.R.; GRAHAM, J.M.R.; KOSTENSE, J.K.; HALL, P.F.; KLOPMAN, G.1985. *The loading on a cylinder in post-critical flow beneath periodic and random waves*. 4th Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '85; pp. 213-225.
- [BEARMAN et al. 95] BEARMAN, P.W.; GRAHAM, J.M.R, HALL, P.F.1995. *Wave loading data from fixed vertical cylinders with simulated hard marine fouling*. Health and Safety Executive, OTH 94 438; 45 p.
- [BISHOP 79] BISHOP, J.R.1979. *The mean square value of wave force based on the Morison's equation*.OT-R-7811.
- [BONMARIN 89] BONMARIN, P.1989. *Geometric properties of deep-water breaking waves*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 209, No. 12, pp. 405-433.
- [CAMPBELL et al. 77] CAMPBELL, I.M.C; WELLCOME, J.F.; WEYNBERG, P.A.1977. *An investigation into wave slamming loads on cylinders (OSFLAG 2A)*. Wolson Unit Marine Technol.Ind. Aerodyn. Univ. Southampton. ; Report No. 317, OT-R 7743.
- [CAMPBELL&WEYNBERG 79] CAMPBELL, I.M.C; WEYNBERG, P.A.1979. *Slam load histories on cylinders*. Wolson Unit Marine Technol.Ind. Aerodyn - presented Juli 1979 at Imperial College Conference on Environmental Forces on Engineering Structures. Univ. Southampton. ; Rep. 416, 6 p.
- [CAMPBELL&WEYNBERG 80] CAMPBELL, I.M.C; WEYNBERG, P.A.1980. *Measurements of parameters affecting slamming - final report*. Wolson Unit Marine Technol.Ind. Aerodyn. Univ. Southampton. ; Rep. 440.
- [CEM 02] CEM 2002. *Coastal Engineering Manual*. U.S. Army Corps of Engineers; Engineer Manual 1110-2-1100; in 6 volumes.

- 
- [CERC 84] CERC: COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER 1984. *Shore protection manual*. Dept. of the Army, Waterways Experiment Station, Corps of Engineers; 4 ed.
- [CHAN et al. 95] CHAN, E.-S.; CHEONG, H.-F.; TAN, B.-C. 1995. *Laboratory study of plunging wave impact on vertical cylinder*. Coastal Engineering; Vol. 25, pp. 87-107.
- [CHAPLIN 80] CHAPLIN, J.R. 1980. *Developments of stream-function wave theory*. Coastal Engineering; Vol. 3, pp. 179-205.
- [CHAPLIN et al. 92] CHAPLIN, J.R.; GREATER, C.A.; FLINTHAM, T.P.; SKYNER, D.J. 1992. *Breaking wave forces on a vertical cylinder*. Department of Energy Report; OTH 90-324, p. 38.
- [CHAPLIN et al. 97] CHAPLIN, R.; RAINEY, R.C.T.; YEMM, R.W. 1997. *Ringling of a vertical cylinder in waves*. Journal Fluid Mechanics; Vol. 350, pp. 119-147.
- [CHOI 05] CHOI, H.-J. 2005. *Kinematics Measurements of Regular, Irregular, and Rogue Waves by PIV/LDV*. Dissertation Texas A&M University, 221 p.
- [CLAUSS et al. 88] CLAUSS, G.; LEHMANN, E.; ÖSTERGAARD, C. 1988. *Meerestechnische Konstruktionen*. Springer-Verlag; 557 p.
- [COINTE 89] COINTE, R. 1989. *Two-dimensional water-solid impact*. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering; Vol. 111, pp. 109-114.
- [COOK&SIMIU 89] COOK, G.R.; SIMIU, E. 1989. *Hydrodynamic forces on vertical cylinders and the Lighthill correction*. Ocean Engineering; Vol. 16, No. 4, pp. 355-372.
- [CUOMO et al. 03] CUOMO, G.; ALLSOP, W.; MCCONNELL, K. 2003. *Dynamic wave loads on coastal structures: Analysis of impulsive and pulsating wave loads*. Proc. of the Conf. Coastal structures 2003; p. 356-368.
- [CUOMO et al. 07] CUOMO, G.; TRINIDELLE, M.; ALLSOP, W. 2007. *Wave-in-deck loads on exposed jetties*. Coastal Engineering; Vol. 54; pp. 657-679.
- [DÄTIG&SCHLURAMNN 04] DÄTIG, M.; SCHLURMANN, T. 2004. *Performance and limitations of the Hilbert-Huang transformation (HHT) with an application to irregular water waves*. Ocean Engineering, Vol. 31, pp. 1783 - 1834.
- [DAVIS 92] DAVIS, M.J.S. 1992. *Wave loading data from fixed vertical cylinders*. OTI 92 558.
- [DEAN 65] DEAN, R.G. 1965. *Stream function representation of nonlinear ocean waves*. Journal of Geophysical Research; Vol. 70, pp. 4561-4572.
- [DEAN 70] DEAN, R.G. 1970. *Relative Validities of Water Wave*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 96, No. 1, pp. 105-119.
- [DEAN 76] DEAN, R.G. 1976. *Methodology for evaluating suitability of wave and wave force data for determining drag and inertia coefficients*. Proc. 1st Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '76; Vol. 2, pp. 40-64.
- [DEAN 90] DEAN, R.G. 1990. *Water wave kinematics: State of the art and future research needs*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.): Water Wave Kinematics; pp. 743-756.

- 
- [DEAN et al. 81] DEAN, R.G.; DALRYMPLE, R.A.; HUDSPETH, R.T.1981. *Force Coefficients From Wave Project I and II Data Including Free Surface*. SPE Journal; Vol. 21, No. 6, pp. 779-786.
- [DIJKMAN 88] DIJKMAN, M.W.J.W.1988. *A laboratory study of forces on vertical cylinders in shallow water due to irregular breaking waves*. Proceedings 2nd International Symposium on Wave Research and Coastal Engineering.
- [DIVOKY et al. 92] DIVOKY, D.; LE MEHAUTE, B.; LIN, A.1992. *Breaking waves on gentle slopes*. Journal of Geophysical Research; Vol. 75, No. 9, pp. 1681-1692.
- [DUNCAN et al. 87] DUNCAN, J.H.; WALLENDORF, L.A.; JOHNSON, B.1987. *An experimental investigation of the kinematics of breaking waves*. IAHR Seminar wave analysis and generation in laboratory basins; pp. 411-422.
- [EAK 02] EAK2002. *Empfehlungen für Küstenschutzbauwerke*. Die Küste; Heft 65.
- [EASSON 87] EASSON, W.J.1987. *Velocity and force measurements in the splash zone*. Strain; Vol. 23, No 1, pp. 15-18.
- [ELLIX&ARUMUGAM 85] ELLIX, D.M.; ARUMUGAM; K.1985. *Second order wave loading on surface piercing cylinders*. 4th Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '85; pp. 739-749.
- [FABULA 57] FABULA, A.G.1957. *NEllipse-fitting approximation of two-dimensional , normal symmetric impact of rigid bodies on water*. Proceedings of the 5<sup>th</sup> Midwestern Conference on Fluid Mechanics; pp. 299-315.
- [FALTINSEN 90] FALTINSEN, O.M.1990. *Sea loads on ships and offshore structures*. CambridgeUniversity Press; 328p.
- [FALTINSEN et al. 95] FALTINSEN, O.M.; NEWMAN, J.N.; VINJE, T.1995. *Nonlinear wave loads on a slender vertical cylinder*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 289, pp. 179-198.
- [FENTON 88] FENTON, J.D.1988. *The numerical solution of steady water wave problems*. Computers and Geosciences; Vol. 14, pp. 357-368.
- [FENTON 90] FENTON, J.D.1990. *Nonlinear wave theories*. In: B. Le Méhauté, and D.M. Hanes (eds.): The Sea; Vol. 9: Ocean Engineering Science, pp. 3-25.
- [FENTON&MCKEE 90] FENTON, J.D.; MCKEE, W.D.1990. *On calculating the lengths of water waves*. Coastal Engineering, Vol. 14, No. 6, pp. 499-513.
- [FLICK et al. 81] FLICK, R.E.; GUZA, R.T.; INMAN, D.L.1981. *Elevation and velocity measurements of laboratory shoaling waves*. Journal of Geophysical Research; Vol. 86, No. C5, pp. 4149-4160.
- [FRAREY 02] FRAREY, J.L.2002. *Pitfalls in the analysis of machinery vibration measurements*. Sound and Vibration; pp. 18-24.
- [FRUCTUS et al. 05] FRUCTUS, D.; CLAMOND, D.; GRUE, J.; KRISTIANSEN, Ø. 2005. *Efficient numerical model for three-dimensional gravity waves simulations. Part I: Free space problems*. J. Comp. Phys.; Vol. 205, pp. 665-685.
- [GALVIN 68] GALVIN, C.J.JR.1968. *Breaker type classification on three laboratory beaches*. Journal of Geophysical Research; Vol. 73, No. 12, pp. 3651-3659.

- 
- [GARRISON 85] GARRISON, C.J.1985. *Comments on cross-flow principle and Morison's equation*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 111, No. 6, pp. 1075-1079.
- [GLO 2005] Germanischer Lloyd. 2005. *Guideline for the Certification of Offshore Wind Turbines*. Rules & guidelines; IV – Industrial Services; 2 Guideline for the Certification of Offshore Wind Turbines.
- [GODA 64] GODA, Y.1964. *Wave forces on a vertical circular cylinder:Experiments and a proposed method of wave force computation*.Port and Harbour Technical Research Institute; Report No. 8.
- [GODA 73] GODA, Y.1973. *Wave forces on circular cylinders erected upon reefs*. Coastal Engineering in Japan; Vol. 16, pp. 137-146.
- [GODA 83] GODA, Y.1983. *A Unified Nonlinearity Parameter of Water Waves*. Report of the Port and Harbour Research Institute ; Vol. 22, No. 3, pp. 1-30.
- [GODA 85] GODA, Y.1985. *Random seas and design of maritime structures: Transformation and deformation of random sea waves*.University of Tokyo Press, p.323.
- [GODA et al. 66] GODA, Y.; HARANAKA, S.; KITAHATA, M.1966. *Study on impulsive breaking wave forces on piles*. Report of the port and harbour research institute; Vol. 6, No. 5, pp. 1-30 (in Japanisch). In: Sawaragi, T.; Nochino, M. (1984).
- [GRIFFIN et al. 96] GRIFFIN, O.M.; PELTZER, R.D.; WANG, H.T.1996. *Kinematic and dynamic evolution of deep water breaking waves*. Journal of Geophysical Research; Vol. 101, No. C7, pp. 16515-16531.
- [GRIFFITHS et al. 92] GRIFFITHS, M.W.; EASSON, W.J.; GREATER, C.A1992. *Measured internal kinematics for shoaling waves with theoretical comparisons*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 118, No. 3, pp. 280-298.
- [GRILLI & SVENDSEN 89] GRILLI, S.T.; SVENDSEN, I.A. 1989. *The modeling of nonlinear water wave interaction with maritime structures*. Proc. 11<sup>th</sup> Intl. Conf. on Boundary Elements; Vol. 2, 253-268.
- [GUDMESTAD 93] GUDMESTAD, O.T.1993. *Measured and predicted deep water wave kinematics in regular and irregular*. Marine structures; Vol. 6, No. 1, pp. 1-73.
- [GUDMESTAD 98] GUDMESTAD, O.T.1998. *On the importance of understanding ocean wave kinematics for calculation of dynamics and loads on offshore structures*. Wave '98; Vol. 1, pp. 1-8.
- [GUDMESTAD&CONNOR 86] GUDMESTAD, O.T.; CONNOR, J.J.1986. *Engineering approximations to nonlinear deepwater waves*. Applied Ocean Research; Vol. 8, No. 2, pp. 76-88.
- [GUO et al. 12] GUO, L. ; SUN, D.; WU, H. 2012. *A new numerical wave flume combining 0-1 type BEM and the VOF method*. Journal of Hydrodynamics. Ser. B, Vol. 24, 506-517.
- [HAHN 51] HAHN, A.1951. *Wahrscheinlichkeitstheoretische Bestimmung und Erörterung der Abflußkurve (lineare Einfachkorrelationen mit mathematischen Ableitungen und*



- vollständigen Zahlenbeispielen). Besondere Mitteilungen zum Deutschen Gewässerkundlichen Jahrbuch; Vol. 3, 104 p., (in German).
- [HALL 58] HALL, M.A.1958. *Laboratory study of breaking wave forces on piles*. Beach Erosion Board; Technical Memorandum No. 106.
- [HANSEN&TØRUM 99] HANSEN, A.G.; TØRUM, A.1999. *Breaking wave forces on tripod concrete structure on shoal*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 125, No. 6, pp. 304-310.
- [HAPEL 90] HAPEL, K.-H.1990. *Festigkeitsanalyse dynamisch beanspruchter Offshore-Konstruktionen*. Verlag Viewegp. 379 p., (in German).
- [HEDGES&KIRKGÖZ 81] HEDGES, T.S.; KIRKGÖZ, M.S.1981. *An experimental study of the transformation zone of plunging breakers*. Coastal Engineering; Vol. 4, pp. 319-333.
- [HEIDEMAN et al. 79] HEIDEMAN, J.C.; OLSEN, O.A.; JOHANSSON, P.I.1979. *Local wave force coefficients*. Proc. of the Specialty Conf. Civil Engineers in the Oceans IV; Vol. 2, pp. 684-699.
- [HONDA&MITSUYASU 74] HONDA, T.; MITSUYASU, H.1974. *Experimental study of wave forces on a vertical circular cylinder*. Coastal Engineering in Japan; Vol. 17, pp. 59-76.
- [HOVDEN&TORUM 91] HOVDEN, S.I.; TORUM, A.1991. *Wave forces on a vertical cylinder on a reef*. Proceedings of the 20th International Conference on Port and Coastal Engineering for Developing Countries.
- [HUANG et al. 92] HUANG, N.E.; LONG, S.R.; TUNG, C.-C.; DONELAN, M.A.; YUAN, Y.; LAI, R.J.1999. *The local properties of ocean surface waves by the phase-time method*. Geophysical Research Letters; Vol. 19; No. 7, pp. 685-688.
- [HUANG et al. 99] HUANG, N.E.; SHEN, Z.; LONG, S.R.1999. *A new view of nonlinear water waves: The Hilbert spectrum*. Annual Review of Fluid Mechanics; 31, pp. 417-457.
- [HUANG et al. 98] HUANG, N.E.; SHEN, Z.; LONG, S.R.; WU, M.C.; SHIH, H.H.; ZHENG, Q.; YEN, N.-C.; TUNG, C.C.; LIU, H.H.1998. *The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London; Vol. 454, pp. 903-995.
- [HUDSPETH 06] HUDSPETH, R.T.2006. *Waves and wave forces on coastal and ocean structures*. World Scientific. Advanced Series on Ocean Engineering - Vol. 21. 952 pp.
- [IEC 614003] IEC 61400-3:2009 2009. *Wind turbines – Part 3: Design requirements for offshore wind turbines*. INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION. 128 pp. ISBN 2-8318-1025-2.
- [IRIBARREN&NOGALES 49] IRIBARREN, C.R.; NOGALES, C.1949. *Protection des ports*. PXVth Int Navigation Congress; pp. 31-80.
- [IRSCHIK et al. 03] IRSCHIK, K.; SPARBOOM, U.; OUMERACI, H.2003. *Breaking wave characteristics for the loading of a slender pile*. Proceedings of the 28th International Conference on Coastal Engineering - ICCE 2002; pp. 1341-1352.

- 
- [IRSCHIK et al. 05] IRSCHIK, K.; SPARBOOM, U.; OUMERACI, H.2005. *Breaking wave loads on a slender pile in shallow water*. Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering - ICCE 2004.
- [IRSCHIK et al. 11] IRSCHIK, K.; SCHIMMELS, S.; OUMERACI, H.2011. *Breaking criteria for laboratory experiments based on the Phase-Time-Method (PTM)*. Proceedings of the 32nd International Conference on Coastal Engineering - ICCE 2010.
- [ISAACSON 79] ISAACSON, M.1979. *Non linear inertia forces on bodies*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. WW3, pp. 213-227.
- [ISO 19902] DIN EN ISO 19902:2008-07. 2008. *Erdöl- und Erdgasindustrie - Gegründete Stahlplattformen (ISO 19902:2007)*. Normenausschuss Erdöl- und Erdgasgewinnung (NÖG) im DIN, 633 p.
- [IVERSEN 52] IVERSEN, H.W.1952. *Waves and breakers in shoaling waters*. International Conference on Coastal Engineering; pp. 1-12.
- [JANSEN 86] JANSEN, P.C.M.1986. *Laboratory observations of the kinematics in the aerated region of breaking waves*. Coastal Engineering; Vol. 9, pp. 453-477.
- [KAPLAN et al. 83] KAPLAN, P.; JIANG, C.-W.; DELLO STRITTO, F.J.1983. *Force coefficient evaluation for offshore structure inclined members*. Proc. 3rd Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures, BOSS '82; Vol. 1, pp. 373-386.
- [VON KARMAN 29] KARMAN, TH. VON 1929. *The impact on seaplane floats during landing*. NACA; National Advisory Committee for Aeronautics; Technical Note No. 321.
- [KEULEGAN&CARPENTER 58] KEULEGAN, G.H.; CARPENTER, L.H.1958. *Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid*. Journal of Research of the National Bureau of Standards; Vol 60, No. 5, pp. 423-440.
- [KJELDSSEN 90] KJELDSSEN, S.P.1990. *Breaking waves*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.): Water wave kinematics; pp. 453-473.
- [KJELDSSEN et al. 98] KJELDSSEN, S.P.; BONMARIN, P.; SKAFEL, M.G.; DRENNAN, W.M.1998. *Velocities and accelerations in breaking waves*. Proceedings of the 8th International Offshore and Polar Engineering Conference; Vol. 3, pp. 152-158.
- [KJELDSSEN&MYRHAUG 80] KJELDSSEN, S.P.; MYRHAUG, D.1980. *Wave-wave interactions, current-wave interactions and resulting extreme waves and breaking waves*. Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering; chapter 137, pp. 2277-2303.
- [KJELDSSEN et al. 86] KJELDSSEN, S.P.; TØRUM, A.; DEAN, R.G.1986. *Wave forces on vertical piles caused by 2- and 3-dimensional breaking waves*. Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering; Vol. 20, pp. 1929-1943.
- [KLOPMAN&KOSTENSE 90] KLOPMAN, G.; KOSTENSE, L.K.1990. *The loading on a vertical cylinder in random waves at high Reynolds numbers*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.): Water Wave Kinematics; pp. 679-700.

- 
- [KYTE&TØRUM 96] KYTE, A.; TØRUM, A.1996. *Wave forces on vertical cylinders upon shoals*. Coastal Engineering ; Vol. 27, pp. 263-286.
- [LACHAUME ET AL. 03] LACHAUME, C.; BIAUSSER, B.; GRILLI, S.T.; FRAUNIE, P.; GUIGNARD, S. 2003. *Modeling of breaking and post-breaking waves on slopes by coupling of BEM and VOF Methods*. Proc. 13th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.;p. 353-359.
- [LADER et al. 98] LADER, P.F.; GRYTOYR, G.; MYRHAUG, D.; PETERSEN, B.1998. *Breaking wave geometry with emphasis on steepness and curvature*. Ocean Wave Kinematics, Dynamics and Loads on Structures; p. 281-288.
- [LE MEHAUTE 76] LE MEHAUTE, B.1976. *An introduction to hydrodynamics and water waves*.
- [LE MEHAUTE et al. 68] LE MEHAUTE, B.; DIVOKY, D.; LIN, A.1968. *Shallow water waves: A comparison of theoretics and experiments*. ASCE; Proceeding of the 11th International Conference on Coastal Engineering; pp. 86-107.
- [LEAN&HARRIS 73] LEAN, G.H.; HARRIS, R.P.1973. *Model study of the wave action on the Royal Sovereign Lighthouse*. Proceedings of the Institution of Civil Engineers; 55(2), pp. 53-370.
- [LI 99] LI, Y.C.1999. *Normalization of hydrodynamic coefficients in Morison equation*. China Ocean Engineering; Vol. 13, No. 2, pp. 125-132.
- [LIGHTHILL 79] LIGHTHILL, J.1979. *Waves and hydrodynamic loading*. Proceedings International Conference on the Behaviour of Offshore Structures (BOSS); Opening Address, pp. 1-40.
- [LIGHTHILL 86] LIGHTHILL, J.1986. *Fundamentals concerning wave loading on offshore structures*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 173, pp. 667-681.
- [LO&DEAN 86] LO, J.M.; DEAN, R.G.1986. *Evaluation of a modified stretched linear wave theory*. Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering - ICCE 1986; pp. 522-536.
- [LYKKE ANDERSEN et al. 11] LYKKE ANDERSEN, T.; FRIGAARD, P.; DAMSGAARD, M.L.; DE VOS, L. 2011. *Wave run-up on slender piles in design conditions — Model tests and design rules for offshore wind*. Coastal Engineering; Vol. 58, pp. 281-289.
- [MADSEN 86] MADSEN, O.S.1986. *Hydrodynamic force on circular cylinders*. Applied Ocean Research; Vol. 8, No. 3, pp. 151-155.
- [MALENCIA&MOLIN 95] MALENCIA, S.; MOLIN, B.1995. *Third harmonic wave diffraction by a vertical cylinder*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 302, pp. 203-229.
- [MERZ et al. 09] MERZ, K.O.; MOE, G.; GUDMESTAD, O.T.2009. *A Review of Hydrodynamic Effects on Bottom-Fixed Offshore Wind Turbines*. 28<sup>th</sup> International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE2009); Paper no. OMAE2009-79630, Vol. 4, pp. 927-941.
- [MITTENDORF 06] MITTENDORF, K.2006. *Hydromechanical design parameters and design loads for offshore wind energy converters*. Doktorat Thesis, Institut für Strömungsmechanik, Leibniz Universität Hannover; Bericht Nr. 71/2006, 252 p.

- 
- [MIZUGUCHI et al. 80] MIZUGUCHI, M.; ISOBE, M.; HOTTA, S.; HORIKAWA, K.1980. *Field observation of the wave-induced water particle velocity in the surf zone*. Coastal Engineering in Japan; Vol. 23, pp.81-89.
- [MOBERG 88] MOBERG, G.1988. *Wave forces on a vertical slender cylinder*. Department of Hydraulics, ChalmersUniversity of Technology; Report Series A:16.
- [MORISON et al. 50] MORISON, J.R.; O'BRIEN, M.P.; JOHNSON, J.W.; SCHAAF, S.A.1950. *The forces exerted by surface waves on piles*. Petroleum Trans.; AIME; Vol. 189, pp. 149-157.
- [MYRHAUG&KJELSDEN 86] MYRHAUG, D.; KJELSDEN, S.P.1986. *Steepness and asymmetry of extreme waves and the highest waves in deep water*. Ocean Engineering; Vol. 13, No. 6, pp. 549-568.
- [NAJAFIAN&BURROWS 94] NAJAFIAN, G.; BURROWS, R.1994. *Critical assessment of the least square error method used in derivation of morison's force coefficients*.Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Vol. 116, No.1, pp. 1-6.
- [NAJAFIAN et al. 03] NAJAFIAN, G.; TICKELL, R.G.; BURROWS, R.2003. *Geometric interpretations of the least square error method used in derivation of Morison force coefficients*. Proc. 13th International Offshore and Polar Engineering Conference; pp. 442-448.
- [NEW et al. 85] NEW, A.L.; MCIVER, P.; PEREGRINE, D.H.1985. *Computations of overturning waves*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 150, pp. 233-251.
- [NEWMAN 96] NEWMAN, J.N.1996. *The second-order wave force on a vertical cylinder*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 320, pp. 417-443.
- [NICHOLLS 07] NICHOLLS, D.P. 2007. *Boundary perturbation methods for water waves*.GAMM-Mitt.; Vol 30, No. 1, pp. 44-74.
- [OCHI&TSAI 84] OCHI, M.K.; TSAI, C.-H.1984. Prediction of impact pressure induced by breaking waves on vertical cylinders in random seas. Applied Ocean Research; Vol. 6, No. 3, pp. 157-165.
- [OERTEL&LAURIEN 03] OERTEL, H.; LAURIEN, E.2003. *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele*.2. neu bearb. Aufl.; 257 p.
- [OUMERACI&KORTENHAUS 94] OUMERACI, H.; KORTENHAUS, A.1994. *Analysis of dynamic response of caisson breakwaters*.Coastal Engineering, Special Issue on "Vertical Breakwaters" ; Vol. 22, Nos. 1/2, pp. 159-183.
- [OUTZEN et al. 08] OUTZEN, O.; HERKLOTZ, K.; HEINRICH, H.; LEFEBVRE, C.2008. *Extreme waves at FINO1 research platform caused by storm "Tilo" on 9 November 2007*.DEWI Magazin; No. 33, Aug, pp. 17-23.
- [PFENNIG 02] PFENNIG, N.2002. *Einfluss der Wellentransformation auf einer ebenen Böschung für die Lebensdauer einer zylindrischen Struktur im Flachwasser*.Studienarbeit am Franzius - Institut der Universität Hannover; 51 p.
- [PIESRON&HOLMES 65] PIESRON, W.J.; HOLMES, P.1965. *Irregular wave forces on a pile*. Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE; Vol 91 WW4, pp. 1-10.
- [RAHMAN 98] RAHMAN, M.1998. *Nonlinear hydrodynamic loading on offshore structures*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics; Vol. 10, pp. 323-347.

- 
- [RAINEY 89] RAINEY, R.C.T.1989. *A new equation for calculating wave loads on offshore structures*. Journal Fluid Mechanics; Vol. 204, pp. 395-324.
- [RAINEY 95] RAINEY, R.C.T.1995. *Slender-body expressions for the wave load on offshore structures*. Proceedings of The Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences; Vol. 454, pp. 903-995.
- [RAINEY&CAMP 07] RAINEY, P.J.; CAMP, T.R.2007. *Constrained non-linear waves for offshore wind turbine design*. The Science of Making Torque from Wind. Journal of Physics: Conference Series 75; 8 p.
- [REDDISH&BASCO 87] REDDISH, H.J.; BASCO, D.R.1987. *Breaking wave force distribution on a slender pile*. ASCE; Proceedings of the Conference on Coastal Hydrodynamics; pp. 184-195;.
- [REINIUS&SANDSTRÖM 76] REINIUS, E.; SANDSTRÖM, A.1976. *Wave action on offshore lighthouses*. Swedish Council for Building Research; No. D12.
- [ROSS 59] ROSS, C.W.1959. *Large-scale tests of wave forces on piling*. Beach Erosion Board; Technical Memorandum No. 111;.
- [SAND et al. 90] SAND, S.E.; OTTESEN HANSEN, N.E.; KLINTING, P.; GUDMESTAD, O.T.; STERNDOFF, M.J.1990. *Freak wave kinematics*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.): Water wave kinematics; pp. 535-549.
- [SARPKAYA 76] SARPKAYA, T.1976. *In-line and transverse forces on cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers*. Offshore Technology Conference; OTC 2533.
- [SAWARAGI&NOCHINO 84] SAWARAGI, T.; NOCHINO, M.1984. *Impact forces of nearly breaking waves on a vertical circular cylinder*. Coastal Engineering in Japan; Vol. 27; pp. 249-263.
- [SCHLURMANN 00] SCHLURMANN, T.2000. *The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert spectra to analyse embedded characteristic oscillations of extreme waves*. In: M. Olagnon und G.A. Anhanassoulis (eds.) Rogue Waves. Proc. of the Workshop; pp. 157-165.
- [SCHLURMANN 02] SCHLURMANN, T.2002. *Spectral analysis of nonlinear water waves based on the Hilbert-Huang transformation*. Journal OMAE; Vol. 124; pp. 22-27.
- [SCHMIDT&WEINRICH 02] SCHMIDT, A.; WEINRICH, O.2002. *Seegangsinduzierte Belastungen zylindrischer Strukturen und resultierende Spannungen und Verformungen - Analyse von Seegangsmessungen im Großen Wellenkanal und ergänzende numerische Simulation mit ANSYS 5.7*. Projektarbeit am Franzius - Institut der Universität Hannover; 125 p. (in German).
- [SHAFIEE-FAR et al. 96] SHAFIEE-FAR, M; MASSIE, W.W.; VUGTS, J.H.1996. *The validity of Morison equation extensions*. 28th Offshore Technology Conference; OTC 8064, Vol. 2, pp. 331-340.
- [SKJELBREIA 87] SKJELBREIA, J.E.1987. *Observations of breaking waves on sloping bottoms by use of laser doppler velocimetry*. Ph. D. thesis, California Institute of Technology; 143p.
- [SKYNER 96] SKYNER, D.1996. *A comparison of numerical predictions and experimental measurements of the internal kinematics of deep-water plunging wave*. Journal Fluid Mechanics; Vol. 315, pp. 51-64.

- [SKYNER et al. 90] SKYNER, D.; GRAY, C.; GREATER, C.A.1990. *A comparison of time-stepping numerical predictions with whole-field flow measurement in breaking waves*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.):Water Wave Kinematics; pp. 215-231.
- [SOBEY 89] SOBEY, R.J. 1989. *Variations on Fourier wave theory*. Int. Journal for Numerical Methods in Fluids; Vol. 9, pp. 1453-1467.
- [SOBEY 90] SOBEY, R.J. 1990. *Wave theory predictions of crest kinematics*. In: A. Torum und O.T. Gudmestad (eds.):Water Wave Kinematics; pp. 215-231.
- [SOBEY 92] SOBEY, R.J.1992. *A local Fourier approximation method for irregular wave kinematics*. Applied Ocean Research; Vol. 14, No. 2, pp. 93-105.
- [SOBEY 97] SOBEY, R.J. 1997. *Linear and non-linear wave theory*. Course Notes. Advanced Short Course; Leichtweiß-Institut; Technical University Braunschweig.
- [SOBEY et al. 87] SOBEY, R.J.; GOODWIN, P.; THIEKE, R.J.; WESTBERG, R.J.JR.1987. *Application of stokes, cnoidal and fourier wave theories*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 113, No. 6, pp. 565-587.
- [SOUTHGATE 93] SOUTHGATE, H.N.1993. *Review of wave breaking in shallow water*. Wave Kinematics and Environmental Forces, SUT Society for Underwater Technology; Vol. 29, pp. 251 - 273.
- [SUMER&FREDSOE 06] SUMER, B. M.; FREDSOE, J.2006 *Hydrodynamics around cylindrical structures*. World Scientific. Advanced series on ocean engineering; Vol. 26, 548 p.
- [SWAN et al. 98] SWAN, C.; BASHIR, T.; GUDMESTAD, O.T.1998. *Nonlinear inertial loading in stepp 2-D water waves*. Proceedings of the International OTRC Symposium - Ocean Wave Kinematics, Dynamics and Loads on Structures; pp. 126-133.
- [SWIFT 89] SWIFT, R.H.1989. *Prediction of breaking wave forces on vertical cylinders*. Coastal Engineering; Vol. 13, pp. 97-116.
- [TANIMOTO et al. 86A] TANIMOTO, K.; TAKAHASHI, S.; KANEKO, T.; SHIOTA, K.1986A. *Impulsive braking wave forces on an inclined pile exerted by random waves*. ASCE; Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering; Vol. 20, No. 3, pp. 2288-2302; .
- [TANIMOTO et al. 86B] TANIMOTO, K.; TAKAHASHI, S.; KANEKO, T.; SHIOTA, K.1986B. *Impact force of breaking waves on an inclined pile*. ASME; Proceedings of the 5th International Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium; Vol. 1, pp. 235-241.
- [THIAGARAJAN&BADDOUR 89] THIAGARAJAN, K.; BADDOUR, R.E.1989. *Higher order loading on fixed, slender, surface piercing, rigid cylinders*. Proc. 8th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering; Vol. 2, pp. 213-220.
- [TØRUM 89] TØRUM, A.1989. *Wave forces on pile in surface zone*. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering; Vol. 115, No. 4, pp. 547-565.

- 
- [TROMANS et al. 06] TROMANS, P.; SWAN, C.; MASTERTON, S.2006. *Nonlinear potential flow forcing: the ringing of concrete gravity based structures*. HSE Books; Research report 468, 120 p.
- [VAN DORN 78] VAN DORN, W.G.1978. *Breaking invariants in shoaling waves*. Journal of Geophysical Research; Vol. 83, No. C6; pp. 2981-2988.
- [VELTCHEA et al. 04] VELTCHEA, A.D.; GUEDES SOARES, C.2004. *Identification of the components of wave spectra by the Hilbert Huang transform method*. Applied Ocean Research; Vol. 26; pp. 1-12.
- [WAGNER 32] WAGNER, H.1932. *Über Stoß- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik; Band 12, Heft 4, pp. 193-215.
- [WATANABE&HORIKAWA 74] WATANABE, A.; HORIKAWA, K.1974. *Breaking wave forces on a large diameter cell*. Proceedings of the 14th International Conference on Coastal Engineering; Vol 14, pp. 1741-1760.
- [WHEELER 70] WHEELER, J.D.1970. *Method for calculating forces produced by irregular waves*. Journal of Petroleum Technology, 249, pp. 359-367.
- [WIEGEL 82] WIEGEL, R.L.1982. *Forces induced by breakers on piles*. Proceedings of the 18th International Conference on Coastal Engineering; pp. 1699-1715.
- [WIENKE 01] WIENKE, J.2001. *Druckschlagbelastung auf schlanke zylindrische Bauwerke durch brechende Wellen*. Doktor Thesis, TU Braunschweig, Leichtweiß-Institutp. 106, (in German).
- [WIENKE&OUMERACI 05] WIENKE, J.; OUMERACI, H.2005. *Breaking wave impact force on a vertical and inclined slender pile: theoretical and large-scale model investigation*. Coastal Engineering; Vol. 52, No. 5, pp. 435-462.
- [WIENKE et al. 00] WIENKE, J.; SPARBOOM, U.; OUMERACI, H.2000. *Breaking wave impact on a slender cylinder*. Proceedings of the 27th International Conference on Coastal Engineering; Vol. 2, pp. 1787-1798.
- [WIENKE et al. 01] WIENKE, J.; SPARBOOM, U.; OUMERACI, H.2001. *Large scale experiments with slender cylinders in breaking waves*. Proceedings of the 11th International Offshore and Polar Engineering Conference.
- [WILDE et al. 90] WILDE, P.; SOBIERAJSKI, E.; ROMAŃCZYK, W.1990. *Determination of coefficients in Morison formula by a Kalman filter*. Proceedings of the 22nd International Conference on Coastal Engineering; pp. 1769-1780.
- [WILLIAMS 81] WILLIAMS, J.M.1981. *Limiting gravity waves in water of finite depth*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London; Vol. 302, pp. 139-188.
- [WOLFRAM&NAGHIPOUR 99] WOLFRAM, J.; NAGHIPOUR, M.1999. *On the estimation of Morison force coefficients and their predictive accuracy for very rough circular cylinders*. Applied Ocean research; Vol. 21, pp. 311-328.
- [WORDEN et al. 92] WORDEN, K.; STANSBY, P.K.; TOMLINSON, G.R.; BILLINGS, S.A.1992. *Analysis of wave forces using system identification*. Report to the UK Health and Safety Executive, OTO 92 001; 159 p.

- 
- [YANG&ROCKWELL 04] YANG, Y.; ROCKWELL, D.2004. *Interaction of a deep-water wave with a vertical cylinder: flow structure and loading*. Journal of Fluid Mechanics; Vol. 520, pp. 267-295.
- [YASUDA et al. 93] YASUDA, T.; HARA, M.; MUTSUDA, H.; TADA, A.1993. *Internal velocity field at incipient breaking of a solitary wave over a submerged dike*. Proceeding of the 15th International Conference on BEM; pp. 179-192.
- [YASUDA et al. 97] YASUDA, T.; MUTSUDA, H.; MIZUTAMI, N.1997. *Kinematics of overturning solitary waves and their relations to breaker types*. Coastal Engineering; Vol. 29, pp. 317-346.
- [YOO 86] YOO, D.1986. *Mathematical modelling of wave-current interacted flow in shallow waters*. PhD thesis, Univ. of Manchester.
- [ZHOU et al. 91] ZHOU, D.; CHAN, E.S.; MELVILLE, W.K.1991. *Wave impact pressures on vertical cylinders*. Applied Ocean Research; Vol. 13, No. 5, pp. 220-234.
- [ZIMMERMANN & SEYMOUR 02] ZIMMERMANN, C.-A.; SEYMOUR, R.2002. *Detection of breaking in a deep water wave record*. ASCE; Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering; Vol. 128, No. 2, pp. 72-78.

## Anlagen





## A Strömungsdruckkraft $F_D$

Die Strömungsdruckkraft resultiert aus der Zähigkeit und Reibung des Fluids bei Umströmung des Zylinders. Daher wird diese Kraft oftmals auch zähigkeitsbedingte Trägheitskraft (z.B. [CLAUSS ET AL. 88]) genannt. Die Umströmung und somit die Strömungsdruckkraft ist zudem stark von der Form der Struktur beeinflusst. In einer idealen stationären Strömung, d.h. ohne Berücksichtigung der Zähigkeits- und lokalen Trägheitseinflüsse, so dass die stationäre Strömung als rotations- und reibungsfrei bezeichnet wird, verlaufen die Stromlinien symmetrisch um den Zylinder. Die Strömung wird nahe der Körperoberfläche von der Staulinie bis zum äußersten Seitenpunkt, d.h. der dicksten Stelle des Zylinders, in Strömungsrichtung beschleunigt. Anschließend verringert sich die Geschwindigkeit wieder auf den Wert in der Staulinie. Im Ergebnis heben sich die Druckkräfte auf das Bauwerk auf (D'Alembertsches Paradoxon) und die resultierende Kraft ist Null.

Im realen Fluid wirken Viskosität in der Strömung und Reibung an der Zylinderoberfläche und können im Nahfeld des Zylinders nicht vernachlässigt werden. Durch die verzögernden Reibungskräfte wird die kinetische Energie der Strömung entlang der Zylinderoberfläche verringert. Somit reicht die während der Beschleunigungsphase gewonnene kinetische Energie nicht aus, um die Teilchen der Strömung bis zum hinteren Ende der Struktur strömen zu lassen. Aufgrund der verringerten Energie löst sich die Strömung gemäß dem unveränderten Druckfeld außerhalb der Grenzschicht vom Zylinder ab. In Abb. A-1 ist der Ablösepunkt mit S gekennzeichnet, die Grenzschichtdicke mit  $\delta$ . Im weiteren Verlauf entsteht eine Rückströmung, Wirbel werden gebildet und von der Struktur weiter stromabwärts getragen. Bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten werden diese Turbulenzen lediglich außerhalb der Grenzschicht im Nachlauf gebildet. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit nähern sich diese Turbulenzen der Zylinderoberfläche bis die Grenzschicht vom laminaren in den turbulenten Zustand wechselt. Bei einer stationären Strömung um einen Zylinder lässt sich dieser Bereich sehr einfach durch die Reynolds - Zahl  $Re$  bestimmen. In einer oszillierenden Strömung sind die Wellenlänge und die Partikelgeschwindigkeit ebenfalls zu berücksichtigen.

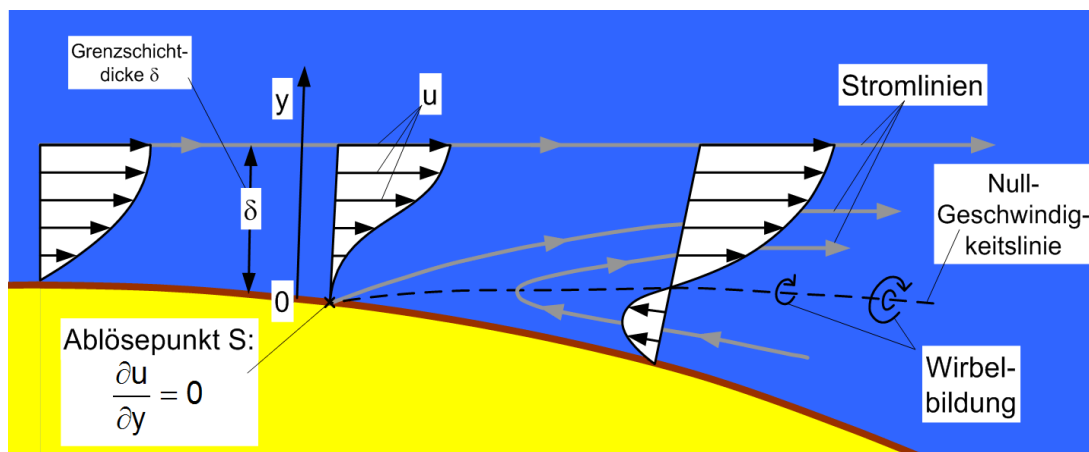


Abb. A-1: Geschwindigkeitsverlauf  $u(x,z)$  in der Grenzschicht aus [MOBERG 88].

Durch den Kraftkoeffizienten  $C_D$  wird die Kraft  $F_D$  analog einem Staudruck auf die normal zur Strömungsrichtung projizierte, benetzte Fläche  $A$  dargestellt zu:

---


$$C_D = \frac{F_D}{p_{\max} \cdot A} = \frac{F_D}{\left( \rho_w \frac{u^2}{2} \right) \cdot D \cdot z} \quad (\text{A-1})$$

Der Kraftkoeffizient  $C_D$  schließt die Reibungseinflüsse, z.B. den Turbulenzgrad der Strömung, die Grenzschichtablösung, die Rauigkeit der Zylinderoberfläche, und Formeinflüsse ein. So werden bei Pfahlquerschnitten mit vorgegebenen Ablösepunkten, wie einem quer angeströmten Rechteckquerschnitt, konstante  $C_D$ -Werte verwendet. Für glatte Kreiszylinder ist dies nicht möglich. Hier wurden unterschiedlichste Tabellen zur Berücksichtigung der genannten Faktoren veröffentlicht.

## B Trägheitskraft $F_I$

Die Trägheitskraft  $F_I$  resultiert aus der Strömungsbeschleunigung und der resultierenden Verformung der Stromlinien bei Umströmung des Zylinders. Da eine Kraft zur Verformung der Stromlinien und der Geschwindigkeitsvektoren benötigt wird, muss der Zylinder im Umkehrschluss ebenfalls eine Kraft erfahren. Diese setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Das sind die Froude-Krylow-Kraft und die sog. hydrodynamische Massenkraft.

Die **Froude-Krylow-Kraft** folgt aus der Druckverteilung in der ungestörten Welle. Als Beispiel stelle man sich einen getauchten, horizontalen Zylinder vor, der oszillierend durch ruhendes Wasser bewegt wird. In diesem Fall ist der Druckgradient im ungestörten Fluid gleich Null und ausschließlich die hydrodynamische Massenkraft wirkt auf den Zylinder. Für den festen Zylinder im Wellenfeld ist die Froude-Krylow-Kraft proportional zum Produkt aus verdrängtem Volumen zur Partikelbeschleunigung.

Die **hydrodynamische Massenkraft** ist eine Folge der Massenträgheit des den Zylinder umgebenden Wassers. Zur Verdeutlichung sei hier ein Beispiel aus [SUMER&FREDSON 06] zitiert. Man stelle sich eine Platte mit geringer Höhe jedoch beträchtlicher Breite vor. Wird diese Platte in Längsrichtung mit der schmalen Seite voran bewegt, ist der Widerstand gering. Anders dagegen bei einer Beschleunigung in Querrichtung. Der Unterschied ist die hydrodynamische Masse, die je nach Orientierung der Platte bei einer Beschleunigung derselben mitbewegt werden muss. Die Ermittlung kann aus einfacher Druckintegration über den Umfang folgen: (i) Man beschleunige die Struktur im ruhigen Wasser. (ii) Der Strömungszustand um das Bauwerk ist zu ermitteln. (iii) Der Druck auf der Bauwerks Oberfläche ist basierend auf (ii) zu berechnen. (iv) Berechnung der hydrodynamischen Massenkraft aus der Druckverteilung. (vgl. [LIGHTHILL 86] oder [SUMER&FREDSON 06])

Die hydrodynamische Massenkraft bezieht sich auf die Relativbeschleunigung zwischen Fluid und Zylinder. Stimmen die Relativbeschleunigung und die Strömungsbeschleunigung überein, d.h. ist der Zylinder steif und unbeweglich, können beide Kraftterme zusammengefasst werden (Gl. 2-2) und der Kraftkoeffizient  $C_M$  erfasst die zusätzlich zur Froude-Krylow-Kraft zu berücksichtigende Masse:

$$C_M = \frac{F_I}{\left( \rho_w \frac{\partial u}{\partial t} \right) \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot z} = 1 + \frac{m_a}{m_0} \quad (\text{B-1})$$

mit der hydrodynamischen Masse  $m_a$  und der Masse des verdrängten Wasservolumens  $m_0$ :

$$m_0 = \frac{\pi D^2}{4} \cdot z \quad (\text{B-2})$$

Bei Kreiszylindern in laminarer Strömung ist  $C_M = 2$  variiert jedoch mit dem Strömungsregime (laminar/turbulent, Turbulenzgrad). Weitere Annahmen sind die lineare Wellentheorie ([LIGHTHILL 86]).

Die Verknüpfung des  $C_M$  Wertes mit der hydrodynamischen Masse (engl. *addedmass*) dürfte auch der Grund für den Index „M“ sein, da man in Verbindung mit einer „Inertia“ Kraft zunächst einen Index „I“ erwartet.

Die Verwendung der lokalen Beschleunigung  $\partial u / \partial t$  in Gl. B-1 geht von der Annahme aus, dass für geringe Wellensteilheiten der konvektive Anteil vernachlässigbar gering ist.

## C Maximum Correlation Methode

Die *Maximum-Correlation* Methode wurde von [NAJAFIAN&BURROWS 94] als Verbesserung der *least-square-errors* Methode eingeführt. Aufgrund der Definition der Methode der kleinsten Fehlerquadrate muss die ermittelte Kraft immer eine geringere Intensität als die gemessene aufweisen. Eine geometrische Erklärung hierfür geben [NAJAFIAN et al. 03]. In diesem Zusammenhang wird das Ergebnis von [WOLFRAM&NAGHIPOUR 99] bestätigt.

Aufgrund der Beschränkungen der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, wird die *Maximum Correlation* Methode nach [NAJAFIAN&BURROWS 94] im Folgenden kurz erläutert. Die Methode basiert auf dem Korrelationskoeffizienten zwischen gemessener Kraft  $F_{\text{meas}}$  und der theoretischen Beschreibung  $F_{\text{Mor}}$  nach Gl. 2-2:

$$\rho_{F_{\text{meas}}, F_{\text{Mor}}} = \frac{E\langle F_{\text{meas}} \cdot F_{\text{Mor}} \rangle}{\sqrt{E\langle F_{\text{meas}}^2 \rangle} \cdot \sqrt{E\langle F_{\text{Mor}}^2 \rangle}} \quad (\text{C-1})$$

mit dem Korrelationskoeffizienten  $\rho_{F_{\text{meas}}, F_{\text{Mor}}}$ . Der Korrelationskoeffizient wird maximal, wenn der Zähler maximal ist, so dass die Kraftkoeffizienten  $C_M$  und  $C_D$  aus der Betrachtung des Erwartungswerts von  $F_{\text{meas}}$  und  $F_{\text{Mor}}$  ermittelt werden. Genau wie bei der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, wird im nächsten Schritt ein Phasenverschub von  $\pi/2$  zwischen Partikelgeschwindigkeit und Partikelbeschleunigung vorausgesetzt. Die Beschreibung des Erwartungswert kann vereinfacht werden durch diese Annahme, so dass gilt:

$$E\langle \dot{u} \cdot u \cdot |u| \rangle = 0 = z_2 \quad (\text{C-2})$$

mit der Partikelgeschwindigkeit  $u$  und -beschleunigung  $\dot{u}$  nach Gl. 2-2. Die Faktoren  $z_i$  dienen der Übersichtlichkeit, wie im Folgenden gezeigt wird, und sind von der least-square-error Methode übernommen. Daher sind die Indices nicht in der Reihenfolge des Erscheinens nummeriert. Grundlage zur Bestimmung der Kraftkoeffizienten ist natürlich auch bei der *Maximum Correlation* Methode die MOJS-Formel, hier in verkürzter Schreibweise für  $dz = 1$  m dargestellt:

$$F_{\text{Mor}} = C_D k_D u |u| + C_M k_I \dot{u} \quad (\text{C-3})$$

mit

$$k_D = \frac{1}{2} \rho D \quad \text{und} \quad k_I = \frac{\pi \rho D^2}{4} \quad (\text{C-4})$$

Wird Gl. quadriert und der Erwartungswert gebildet, so folgt:

$$E\langle F_{\text{Mor}}^2 \rangle = C_D^2 k_D^2 z_1 + C_M^2 k_I^2 z_4 + 2 C_D C_M k_D k_I z_2 \quad (\text{C-5})$$

mit  $z_2 = 0$  und

$$z_1 = E\langle u^4 \rangle, \quad z_4 = E\langle \dot{u}^2 \rangle, \quad z_6 = E\langle F_{\text{Mor}}^2 \rangle = E\langle F_{\text{meas}}^2 \rangle \quad (\text{C-6})$$

wird Gl. reduziert zu:

$$C_D^2 k_D^2 z_1 + C_M^2 k_I^2 z_4 = z_6 \quad (\text{C-7})$$

oder

$$C_M = \frac{1}{k_I} \sqrt{\frac{z_6 - C_D^2 k_D^2 z_1}{z_4}} \quad (C-8)$$

Durch den Faktor  $z_6$  wird der Bezug zur Kraftmessung eingeführt. Gleichzeitig ist die Beziehung in dieser Form nur für die *Maximum-Correlation* Methode gültig. Der Erwartungswert  $E\langle F_{\text{meas}}, F_{\text{Mor}} \rangle$  ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} E\langle F_{\text{meas}} \cdot F_{\text{Mor}} \rangle &= C_D k_D E\langle F_{\text{meas}} \cdot u|u| \rangle + C_M k_I E\langle F_{\text{meas}} \cdot \dot{u} \rangle \\ &= C_D k_D z_3 + C_M k_I z_5 \end{aligned} \quad (C-9)$$

mit

$$z_3 = E\langle F_{\text{meas}} \cdot u|u| \rangle, \quad z_5 = E\langle F_{\text{meas}} \cdot \dot{u} \rangle \quad (C-10)$$

Einsetzen von Gl. in Gl. ergibt

$$E\langle F_{\text{meas}} \cdot F_{\text{Mor}} \rangle = C_D k_D z_3 + z_5 \sqrt{\frac{z_6 - C_D^2 k_D^2 z_1}{z_4}} \quad (C-11)$$

wodurch der Nutzen von Gl. deutlich wird. Gl. ist maximal, wenn die Ableitung nach  $C_D$  gleich Null ist. Daraus resultiert:

$$C_D = \frac{z_3}{k_D} \sqrt{\frac{z_4 z_6}{z_1 (z_1 z_5^2 + z_3^2 z_4)}} \quad (C-12)$$

und

$$C_M = \frac{z_5}{k_I} \sqrt{\frac{z_1 z_6}{z_4 (z_1 z_5^2 + z_3^2 z_4)}} \quad (C-13)$$

## D Experimentelle Untersuchungen zur Belastung schlanker Zylinder durch brechende Wellen

Quelle	allgemeine Versuchsbeschreibung	Kraft-trenn.	Messausrüstung zur Kraftmessung und Beschreibung der Auswertung
Hall (1958)	$L \cdot B [m] = 18,3 \cdot 0,3$ $d_b = 2,5-12,2 \text{ cm}$ $D_1 = 4,5 \text{ cm}$ / $D_2 = 7,6 \text{ cm}$ $m = 1:10$	○	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ Kraft in Abhängigkeit von Wassertiefe $d_b/H_B$ und Wellensteilheit $H_B/T^2$ ; Normierung mit $(\square g D H_B^2)$
Ross (1959)	$L \cdot B \cdot T [m] = 193,5 \cdot 4,5 \cdot 6$ $d_b = 0,34-2,71 \text{ m}$ $D = 32,4 \text{ cm}$ $H_0 = 1,13-1,52 \text{ m}$ $m = 1:15$ $T = 3,75 / 11,33 \text{ s}$	☑	1 Segment visuelle Krafttrennung $F_{ges,max}$ $F_{q,max}$ $F_{q,min}$
Goda (1973)	Maßstab 1:40 $d = 0,36-0,56 \text{ m}$ $L \cdot B \cdot T [m] = 30 \cdot 5 \cdot 1$ $H_0 = 10-30 \text{ cm}$ $D_1 = 2 \text{ cm}$ / $D_2 = 3 \text{ cm}$ $T = 1,3-2,3 \text{ s}$ Untiefe	⊗	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ Maximalkräfte unter Berücksichtigung der veränderten Partikelkinematik auf einer Untiefe
Lean & Harris (1973)	Maßstab 1:100 $d_{zyl} = 18 \text{ cm}$ $L \cdot B [m] = 58 \cdot 1,2$ $H_0 = 9-18 \text{ cm}$ $D = 4,3 \text{ cm}$ auf $6,7 \text{ cm}$ $T > 1,2 \text{ s}$ $m = 1:10$	☑	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $M_{ges}(t)$ Visuelle Krafttrennung; Untersuchung der dynamischen Antwort einer zusammengesetzten Struktur
Honda & Mit-suyasu (1974)	$L \cdot B \cdot T [m] = 13,4 \cdot 0,6 \cdot 0,8$ $d_b = 12,3-14 \text{ cm}$ $D = 4,8 \text{ cm}$ $H_0 = 10 \text{ cm}$ $m = 1:15$ $T = 0,8-1,86 \text{ s}$ $s = 0,01-0,05$	⊗	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ Kraftextrema normiert mit $(\square g D^2 H_0)$ ; zusammengesetzte Struktur
Watanabe Horikawa (1974)	$L \cdot B \cdot T [m] = 40 \cdot 25 \cdot (0,6-1,1)$ $d_{zyl} = 20 \text{ cm}$ $D_1 = 13 \text{ cm}$ / $D_2 = 50 \text{ cm}$ $H_0 = 2-19,3 \text{ cm}$ $m = 1:30$ $T = 1-2 \text{ s}$	☑	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ visuelle Analyse von $F_{dyn}(t)$
Reinius Sandström (1976)	& Maßstab 1:60 $d_b = 23,3 \text{ cm}$ $B \cdot T [m] = 1,2 \cdot 0,8$ $H_0 = 4,6-24 \text{ cm}$ $D = 7 \text{ cm}$ $T = 0,75-1,55 \text{ s}$ $m = 1:2,\infty$ $s = 0,03-0,066$	⊗	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ Gesamtkraft $F_{ges}$ mit Zylinderantwort ausgewertet
Sawaragi Nochino (1984)	& $D = 7 \text{ cm}$ Einzelwellen $m_1 = 1:15$ $d_{zyl,1} = 7 \text{ cm}$ $m_2 = 1:30$ $d_{zyl,2} = 10 \text{ cm}$ $\eta = 12 \text{ cm}$	⊗	5 Segmente $F_{ges}/F_{MOJS}$ Impact soll direkt gemessen werden $\Rightarrow$ Segmente mit Eigenfrequenz von 2 kHz; $F_{MOJS}$ aus Rechnung

Quelle	allgemeine Versuchsbeschreibung	Kraft-trenn.	Messausrüstung zur Kraftmessung und Beschreibung der Auswertung
Kjeldsen et al. (1986)	Maßstab 1:25 tr. Wellenpakete $L^* B^* T[m] = 80 * 50 * (0,1-10)$ $d = 3m$ $D = 6cm$ $H_0 < 1m$ $m = 1:\infty$ $T = 0,5-3,6s$ $Re < 2,9 \cdot 10^5$ $KC < 135$	☑	26 Segmente $F_{ges,max}$ $F_{max}(\xi)$ Krafttrennung durch Aufzeichnung mit einer Abtastrate von 20 Hz; Maximalwerte in verschiedenen Höhen werden analysiert;
Tanimoto et al. (1986)	$L^* B^* T[m] = 105 * 3 * 2,5$ $d_{zyl} = 0,7m$ $D = 14cm$ $T = 2-4s$ $m_1 = 1:10$ // $m_2 = 1:30$ // $m_3 = 1:100$	○	13 Segmente Vergleich von gemessener Maximalkraft mit Theorie
Reddish Basco (1987)	$L^* B^* T[m] = 36 * 0,6 * 0,9$ $d_b = 23cm$ $D = 7,6cm$ $m = 1:35$	○	1 Segment $F_{ges,max}(\xi)$ Maximalwerte in verschiedenen Höhen werden analysiert
Apelt & Piorewicz (1987)	$L^* B^* T[m] = 25,7 * 0,9 * 0,6$ $d = 0,35m$ $L^* B^* T[m] = 15 * 3 * 0,5$ $T = 0,8-1,8s$ $D_1 = 10,2cm$ / $D_2 = 15,3cm$ $s = 0,01-0,05$ $m = 1:15$ $Re = 5 \cdot 10^4 - 1,8 \cdot 10^5$	☑	Gesamtkraft $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ $F_{dyn,max}$ Krafttrennung, indem $F_{ges,max}$ für nicht brechende Wellen extrapoliert und von $F_{ges,max}$ mit brechenden Wellen subtrahiert wird; Dyn. Struktureigenschaften vernachlässigt $\Rightarrow F_{dyn} = F_{wave,S}$
Dijkman (1988)	$L^* B^* T[m] = 38 * 0,8 * 1,3$ JONSWAP Spek $D = 6cm$ $d = 0,65m$ $m = 1:15$ $H_{S0} = 6,5cm$	⊗	1 Segment $F_{ges,mean}$ $F_{0,01}$ $P(F_{max})$ Nur Maximalwerte werden analysiert; Vorgehen nach Wiegel (1982) wird zitiert
Hovden & Tørum (1991)	$L^* B[m] = 54 * 5$ $d = 0,9-0,95m$ $D = 6cm$ $H_0 = 4-18cm$ Untiefe $T = 1,0-1,8s$	⊗	Gesamtkraft $F_{ges}$ $P(F_{max})$
Chaplin et al. (1992)	$L^* B^* T[m] = 230 * 5 * 7$ tr. Wellenpakete $D = 0,5m$ $d = 5m$ $m = 1:\infty$ $\eta_{max} =$ 2m & Maßstab 1:4 $KC = 18$ // 22	⊗	2 Segmente + 24 DMD $F_{ges}(t)$ ; $C_D / C_M$ -Werte $F_{ges} = \Sigma F_{Segmente}$ ; Kraft gefiltert zur Eliminierung der Eigenschwingungen; $C_D / C_M$ -Werte getrennt für unterhalb und oberhalb RWS empfohlen; MOJS-Formel auf $F_{ges}$ angewendet
Kyte & Tørum (1996)	Maßstab 1:100 $d_{zyl} = 0,05m$ $D = 6cm$ $H_0 = 4-22cm$ Untiefe $T = 1,0-1,6s$	○	Gesamtkraft $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ $P(F_{max})$ Messdaten zeigen (Fig. 11: $F_{ges}(H)$ ): Für $H < H_{lim}$ ist $F_{ges}$ linear von $H$ abhängig bei geringer Streuung ( $F_{ges} = F_q$ ), ab $H > H_{lim}$ sprunghafte Zunahme von $F_{ges}$ und Streuung ( $F_{ges} = F_q + F_{wave,S}$ )
Hanssen Tørum (1999)	& Maßstab 1:100 tripod: $D = 1,5cm$ Untiefe	⊗	Gesamtkraft $F_{ges}$ $F_{ges,max}$ Einwirkung aus SDOF - System und numerischer Integration mit großer Schrittweite. Schrittweite fungiert als Filter, so dass $F_{max}$ von Schrittweite abhängig; Fig. 9: $F_{ges}(H)$ , s. Kyte & Tørum (1996)



Quelle	allgemeine Versuchsbeschreibung	Kraft-trenn.	Messausrüstung zur Kraftmessung und Beschreibung der Auswertung
Wienke (2001)	$L*B*T[m]=230*5*7$ tr. Wellenpa- kete $D=0,7m$ $d=4-4,25m$ $m=1:\infty$ $H=2,2-2,8m$ $Re=5\cdot10^5-4\cdot10^6$ $T=4,11-4,28s$	☑	<i>Gesamtkraft</i> $F_{ges} + 55$ DMD <i>Krafttrennung</i> experimentell ( $F_q = LF\ 5$ ) $F_{s,max}$ aus Messung $F_q(t); F_{wave,S}(t)$

**Tab. D-1: Überblick über bisherige experimentelle Untersuchungen zur Belastung von Zylindern durch brechende Wellen nach [WIENKE 01]**

In den Experimenten von [LEAN&HARRIS 73], [REINIUS&SANDSTRÖM 76],[HANSEN&TØRUM 99] wird ein aus mehreren Elementen zusammengesetzte Struktur verwendet. Dies erschwert die Beobachtung einzelner Prozesse der Fluid - Struktur Interaktion, da die Strömung durch eine Querschnittsveränderung beeinflusst wird oder die Partikelgeschwindigkeiten phasenverschoben zu ausragenden Strukturelementen aufgezeichnet wird. Für kleinmaßstäbliche Untersuchungen ist es zudem schwierig die Re-Zahlen des kritischen und überkritischen Bereichs, welche maßgeblich für die Bemessung in der Natur sind, zu modellieren[TØRUM 89]. Als Beispiel müsste die maximale horizontale Partikelgeschwindigkeit  $u_{max} = 10$  m/s betragen, wenn für eine Zylinderdurchmesser von 0,1 m eine Re-Zahl von  $Re = 10^6$  erreicht werden soll. Dies ist jedoch nicht zu realisieren. Messungen in transienten Wellenpaketen ergaben maximale horizontale Partikelgeschwindigkeiten von ca. 6 m/s ([WIENKE 01]). Dementsprechend wird nur von[WIENKE 01] von Re-Zahlen bis  $4\cdot10^6$  berichtet. In den GWK Untersuchungen werden Re-Zahlen oberhalb  $Re = 10^5$  erreicht.

Bei der Verwendung von Zylindersegmenten zur lokalen Kraftmessung ist zu beachten, dass durch die Fuge zwischen den Segmenten und der restlichen Struktur zu einer Beeinflussung der Zylinderbelastung kommen kann. Die Strömungsverhältnisse können hierdurch verfälscht werden oder die Belastung kann durch ein Wasserpolster gedämpft werden. Treten diese Fugen im Druckschlagbereich auf ist besondere Sorgfalt geboten. [CHAPLIN et al. 92] umgehen diese Problem, indem sie eine Manschette verwenden, die auf die Zylinderhaut gelegt wird. Die Messung der Gesamtkraft gibt dagegen keine oder nur geringe Information über die Höhenverteilung der Einwirkung.

Eine Krafttrennung wird von [ROSS 59], [LEAN&HARRIS 73], [WATANABE&HORIKAWA 74], [KJELDSEN et al. 86], [APELT&PIOREWICZ 87] und[WIENKE 01] berücksichtigt. In den drei erst genannten Untersuchungen wurde die quasi-statische Kraft visuell ermittelt, indem eine Ausgleichsgerade durch die gemessene Belastung, die die Zylinderoszillation einschließt, gezeichnet wurde. [KJELDSEN et al. 86] gehen von einer Krafttrennung durch eine niedrige Abtastrate von 20 Hz aus. Jedoch schwingt das Zylindersegment unter der Stoßkraft natürlich weiterhin, nur wird bei einer zu niedrigen Abtastrate die Oszillation nicht aufgelöst. Ist das Zylindersegment im Druckschlagbereich angeordnet, so ist das gemessene Maximum vom Zufall abhängig. Dann ist nicht gesichert ob die abgebildeten Kraftmaxima mit der maximalen quasi-statischen Kraft übereinstimmen, wie von den Autoren beabsichtigt, oder ob ein dynamischer Anteil in den Messdaten enthalten ist. Eine zu langsame Messdatenerfassung ist zur Krafttrennung daher ungeeignet. [APELT&PIOREWICZ 87] schätzen die maximale quasi-statische Kraft aus der Extrapolation der Maximalkräfte für nicht brechende Wellen ab. [WIENKE 01]erzeugte die quasi-statische Kraft experimentell wie in Abschnitt 4.2.2.1 ausführlich erläutert. Dies war möglich, da die brechenden Wellen durch transiente Wellenpakete erzeugt wurden. Sowohl [WIENKE 01] als auch [APELT&PIOREWICZ 87] konzentrierten sich auf die Auswertung der Druckschlagkraft. [CHAPLIN et al. 92] erwähnt lediglich, dass ein

Filter zur Eliminierung der Zylinderantwort auf die Druckschlagkraft eingesetzt wurde. Diese Analyse wurde jedoch nicht auf die Gesamtbelastung angewendet, sondern auf lokal gemessene Kräfte. Anhand der gemachten Angaben sind die Krafttrennung und die weitere Auswertung leider nicht nachvollziehbar. Der visuelle Vergleich der gemessenen Belastung mit der von [CHAPLIN et al. 92] berechneten Kraft zeigt aber kaum Übereinstimmung.

Der quasi-statische Kraftanteil brechender Wellen wurde von [ROSS 59], [DIJKMAN 88] und [WIENKE 01], sowie mit Abstrichen von [SAWARAGI&NOCHINO 84], [KJELDSEN et al. 86] und [CHAPLIN et al. 92] untersucht. [ROSS 59] gibt die Maximalwerte der dynamischen und quasi-statischen Kraft tabellarisch an für brechende Wellen mit Perioden von  $T = 11.33$  und  $3.75$  s. Letztere bei einer Wassertiefe am Zylinderfuß von  $1.53 - 1.68$  m. Diese Testbedingungen kommen den Versuchsbedingungen GWK Sommer 2000 sehr nah, wobei der Zylinderdurchmesser deutlich kleiner ist. In der Untersuchung mit unregelmäßigem See-gang vergleicht [DIJKMAN 88] eine Zeitreihe der gemessenen Kraft mit einer überschlägigen Berechnung nach der MOJS - Formel visuell. [WIENKE 01] gibt für eine Beispielauswertung mit einem interferierenden Wellenpaket die Gesamtkraftkoeffizienten zu  $C_D = 0.578$  und  $C_M = 1.473$  an. Die Koeffizienten wurden für diesen Lastfall 5 mit gemessenen Partikelgeschwindigkeiten ermittelt. Weitere Koeffizienten werden für nicht brechende Wellen bestimmt. [SAWARAGI&NOCHINO 84] berechnen den quasi - statischer Kraftanteil unter Verwendung eines wellentheoretischen Modells und gewählter Kraftkoeffizienten und setzen diese Kraft in Bezug zur lokal mit Halbringen gemessenen Gesamtkraft. Bei dieser Betrachtung der langsam variierenden Kraft ist keine Aussage über die Gesamtbelastung möglich. Zur Unterscheidung der von unterschiedlichen Brechertypen hervorgerufen lokalen Drücke, wie in [SAWARAGI&NOCHINO 84], ist diese Form der Darstellung dagegen geeignet. Die Verteilung der über die Höhe gemessenen maximalen Wellenkraft wird von [KJELDSEN et al. 86] veröffentlicht. Die Probleme aufgrund der Abtastrate von  $20$  Hz wurden bereits oben diskutiert. Im Druckschlagbereich werden die quasi-statischen Kraftmaxima daher unter Umständen überschätzt. Anhand der Abtastrate können ebenfalls die Doppelpicks in den Aufzeichnungen erklärt werden. Bis zum Ruhewasserspiegel sind die Messdaten jedoch vertrauenswürdig. Aufgrund der fehlenden Angaben zur Filterung der Kraftmessung und der fehlenden Darstellung des gefilterten Signals kann die Untersuchung von [CHAPLIN et al. 92] nicht beurteilt werden.

Bei der Analyse der Zylinderbelastung ist zu unterscheiden zwischen dem gemessenen dynamischen Kraftanteil und der Stoßkraft  $F_{\text{wave},S}$ . Der dynamische Kraftanteil ist die Zylinderantwort auf die Stoßkraft. Die Einwirkung kann bei einer Kraftmessung daher nicht direkt gemessen werden, sondern ist aus den Messwerten mit einem geeigneten Modell zu bestimmen. Ansätze hierzu werden von [LEAN&HARRIS 73], [SAWARAGI&NOCHINO 84], [TANIMOTO et al. 86B], [HANSEN&TØRUM 99] und [WIENKE 01] geprüft. [TANIMOTO et al. 86B] berechnen zudem eine statische Ersatzlast mit einer FEM Simulation der Einwirkung. Der Versuch die Stoßkraft direkt mit einem Zylindersegment zu messen, wie dies [SAWARAGI&NOCHINO 84] versucht haben, ist im GWK - Maßstab kaum durchführbar. Zumal Zweifel bestehen, dass die von [SAWARAGI&NOCHINO 84] gemessenen Kräfte mit der Stoßkraft identisch sind. Die Methode von [HANSEN&TØRUM 99] ist ebenfalls problematisch, da die Lösung der Bewegungsgleichung nur für eine große Schrittweite plausible Ergebnisse lieferte. Die Stoßkraft wird damit weit unterschätzt. [WIENKE 01] verwendet einen vorgegebenen Zeitverlauf, um die Einwirkung zu bestimmen. Der Zeitverlauf wurde theoretisch und experimentell bestätigt und ergibt sich aus einem 3-D Druckschlagmodell. Dieser Weg scheint die z.Z. beste Methode zur Bestimmung der Stoßkraft  $F_{\text{wave},S}$  zu sein.

## E Untersuchungen zur Kinematik brechender Wellen

Quelle	allgemeine Versuchsbeschreibung	Messausrüstung zur Bestimmung der Wasserpartikelkinematik
Goda (1964)*	LxBxT: 105x3x2,5 m d = 1-2 m m = 1:100 momochromatische Wellen	6x Mikropropellersonden; Orbitalgeschwindigkeit nur von steilen jedoch nicht von brechenden Wellen gemessen Messung je nach Wellenhöhe bis nah an die freie Oberfläche
Le Méhauté, Divoky & Lin (1968)	LxBxT: 32x1,13x1,22 m Wellenbrechen auf horizontaler Sohle (m=1:∞) durch Verringerung des Kanalquerschnitts momochromatische Wellen	Wasserpartikelbewegungen werden ermittelt durch photographische Aufnahme der Bewegung von Neutral-Dichte Partikeln (erste PIV-Messungen) in steilen, nicht-brechenden Wellen Messung bis nah an die freie Oberfläche
Goda (1973)*	LxBxT: 30x5x1 m d = 0,36-0,56 m Untiefe ( $H_{\text{Untiefe}} = 0,46$ m) momochromatische Wellen	1x Mikropropellersonden; Messungen erfolgt 10 cm über Untiefe mit geringer Auflösung
Watanabe & Horikawa (1974)*	LxBxT: 40x25x(0,6-1,1) m m = 1:30 momochromatische Wellen	6x Mikropropellersonden vertikal in 5 cm Abstand verteilt; Auswertung aus Fotoaufnahmen der Propeller Messung je nach Wellenhöhe bis nah an die freie Oberfläche
Reinuis & Sandström (1976)*	BxT: 1,2x0,8 m m = 1:2 und m = 1:∞ momochromatische Wellen	Partikelgeschwindigkeiten werden aus der Länge der Bahn der schwimmenden Plastikpartikel auf Fotoaufnahmen gewonnen Messung bis $0,9 \cdot (d + \eta_b)$
Flick, Guza & Inman (1981)	L: 30 m d = 0,45-0,55 m m = 1:25 / 35 momochromatische Wellen	Heiß-film Aufnahmen und „constant temperatur anemometer“ zur Messung der Wasserpartikelgeschwindigkeiten Messung bis $0,5 \eta_b$
Jansen (1986)	LxBxT: 30x0,8x1,0 m d = 0,5 m m = 1:30 momochromatische Wellen	PIV-Messungen. Die Bewegung von fluoreszierenden Neutral-Dichte ( $1035 \text{ kg/m}^3$ ) Partikel wird durch das reflektierte Licht mit einer auf Filmkamera aufgenommen Messung in Brecherzunge
Easson (1987)	Versuche mit transienten Wellenpaketen	LDA-Messungen der Wasserpartikelgeschwindigkeiten und Eulerschen Beschleunigungen in brechenden Wellen Messung bis sehr nah an die freie Oberfläche
Skjelbreia (1987)	LxBxT: 39,6x1,09x0,61 m d = 0,25-0,43 m m = 1:50 / 133 / 160 Einzelwellen	LDV-Messungen der Wasserpartikelgeschwindigkeiten
Kjeldsen (1990)	Versuche mit transienten Wellenpaketen	Messungen von Kjeldsen und Åkre (1985)

Quelle	allgemeine Versuchsbeschreibung	Messausrüstung zur Bestimmung der Wasserpartikelkinematik
Sand, Ottesen Hansen, Klinting, Gudmestad & Sterndorff (1990)	Naturmessungen und Vergleichsuntersuchungen mit transienten Wellenpaketen	3x 2-D Marsh McBirney Strömungs-sonden; Wellenradar für Wasserspiegelauslenkung Messung unter RWS
[GRIFFITHS et al. 92]	LxB: 9x0,32 m d = 0,515 m m = 1:15 / 30 / 50 und m=1:∞ monochromatische Wellen	LDA-Messungen der Wasserpartikelgeschwindigkeiten und Eulerischen -beschleunigungen in brechenden Wellen Messung bis sehr nah an die freie Oberfläche $> 0,95 \cdot (d + \eta_b)$
Yasuda Hara, Mutsuda & Tada (1993)	LxBxT: 65x1x2 m d = 0,422-0,48 m m = 1:2 Einzelwellen an Unterwasserschwelle	2 elektromagnetische Strömungs-sonden zur Messung der Partikelkinematik vor und nach einer Unterwasserschwelle
Kjeldsen, Bonmarin, Skafel & Drennan (1998)	LxB: 40x2,6 m transiente Wellenpakete Sturzbrecher	Wave-Follower Prinzip: Leuchtartikel „reiten“ auf der Welle und werden aufgenommen. Aus Messung der Strömungsbahn wird dann Geschwindigkeit und Beschleunigung der freien Wasserspiegeloberfläche ermittelt Messung in der freien Oberfläche
Wienke (2001)	LxBxT: 300x5x7 m d = 4,00-4,25 m Wellenbrechen auf horizontaler Sohle mittels transienter Wellenpakete	6x Mikropropellersonden und 3x 3-D Akustik-Doppler-Stömungs-sonden; Trägheit der Propellersonden wird bei Auswertung berücksichtigt. Messung je nach Wellenhöhe bis sehr nah an die freie Oberfläche; gute Auflösung oberhalb RWS (6 Sonden)

\* Untersuchungen zur Zylinderbelastung durch brechende Wellen, aus [WIENKE 01].

**Tab. E-1: Untersuchungen zur Kinematik steiler und brechender Wellen**

## F Curling Faktoren für einen größeren Wertebereich

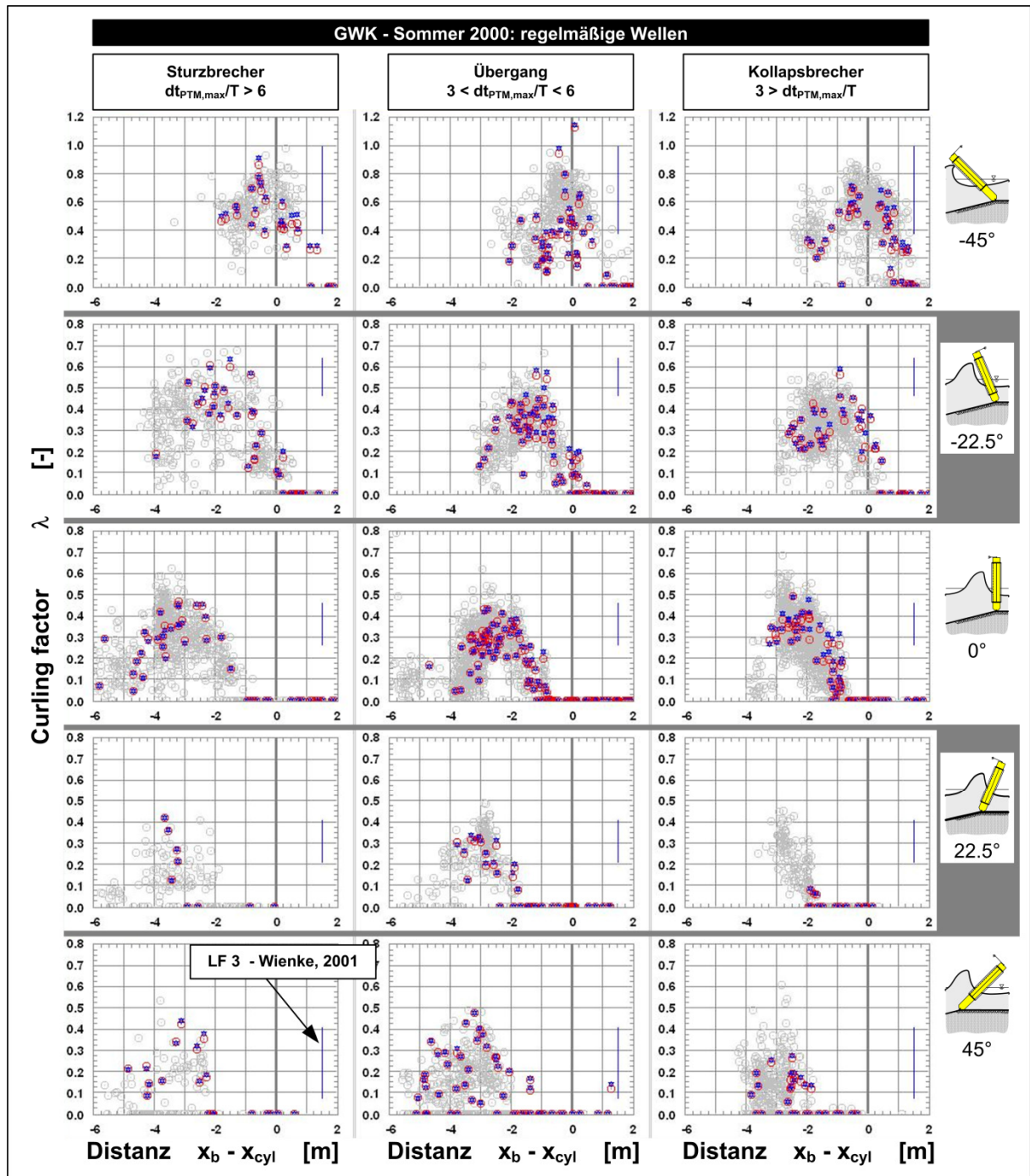


Abb. F-1: *Curling* Faktor  $\lambda$  für regelmäßige Wellen und fünf Zylinderneigungen unter der Annahme eines größeren Wertebereichs von Sturz- und Kollapsbrechern.

## G Versuchparameter

test	ymmdd##	[ymmdd##]
$H_{cyl}$	gemessene Wellenhöhe auf Höhe Zylinder (WG 3)	[m]
$T_z$	zerodown-cross Wellenperiode auf Höhe Zylinder (WG 3)	[s]
$d_{cyl}$	Wassertiefe auf Höhe Zylinder (WG 3)	[m]
$C_{cyl}$	Wellenfortschrittsgeschwindigkeit auf Höhe Zylinder (WG 3)	[m/s]
$L$	Wellenlänge: $L = C_{cyl} \cdot T_z$	[m]
$LF$	Visuell ermittelter Lastfall	[1...6]
$x_b - x_{cyl}$	Abstand Brechpunkt zur Zylinderfront	[m]
$H_{cyl}/H_{lim}$	Verhältnis der Wellenhöhe am Zylinder zur Grenzwellenhöhe nach [WILLIAMS 81]	[-]
$\Pi$	Nichtlinearitätsparameter nach [GODA 83]: $\Pi = H/L_A \cdot \coth^3(k_A \cdot d)$	[-]
$Ur$	Ursell Zahl: $Ur = H \cdot L^2 / d^3$	[-]
$D/L$	Test auf schlankes Bauwerk: $D/L < 0.16$	[-]
$L/D$	Test auf schlankes Bauwerk: $L/D > 6$	[-]
$k$	Wellenzahl: $k = 2\pi/L$	[rad/m]
$kd$	-	[-]
$kH$	-	[-]
$KC_{263}$	KC-Zahl mit Partikelgeschwindigkeit auf Höhe des unteren Rings: $KC = uT/D$	[-]
$Re_{263}$	Reynolds-Zahl mit Partikelgeschwindigkeit auf Höhe des unteren Rings: $Re = u \cdot D / \nu$	[-]
$\beta_{263}$	$\beta = Re / KC$	[-]
$KC_{339}$	KC-Zahl mit Partikelgeschwindigkeit auf Höhe 3.39m: $KC = uT/D$	[-]
$Re_{339}$	Reynolds-Zahl mit Partikelgeschwindigkeit auf Höhe 3.39m: $Re = u \cdot D / \nu$	[-]
$\beta_{339}$	$\beta = Re / KC$	[-]

Für Versuche mit regelmäßigen Wellen sind Mittelwerte angegeben. Die Werte für eine Einzelwerte können davon abweichen.

## Serie A - GWK 1998: Regelmäßige Wellen

test	$H_{cyl}$	$T_z$	$d_{cyl}$	$C_{cyl}$	L	LF	$x_b - x_{cyl}$	$H_{cyl}/H_{lim}$
[-]	[m]	[s]	[m]	[m/s]	[m]	[1...6]	[m]	[-]
8100814	1.15	3.99	4.78	5.71	22.77	6	$\infty$	0.432
8100815	1.29	3.99	4.78	5.68	22.64	6	$\infty$	0.485
8100901	1.42	3.98	4.79	5.45	21.68	6	$\infty$	0.549
8101308	0.96	4.39	4.77	5.74	25.18	6	$\infty$	0.342
8100811	1.16	4.98	4.78	6.31	31.47	6	$\infty$	0.379
8100812	1.28	5.00	4.78	6.87	34.34	6	$\infty$	0.406
8100813	1.41	5.00	4.79	6.79	33.94	6	$\infty$	0.448
8101401	0.92	5.34	4.77	5.85	31.23	6	$\infty$	0.302
8100802	1.33	5.98	4.79	6.67	39.90	6	$\infty$	0.406
8100803	1.48	5.98	4.80	6.53	39.05	6	$\infty$	0.455
8101309	1.16	6.57	4.78	6.13	40.29	6	$\infty$	0.355
8100804	1.18	7.00	4.78	6.40	44.77	6	$\infty$	0.351
8100805	1.32	6.99	4.79	6.46	45.19	6	$\infty$	0.392
8100806	1.48	6.99	4.79	7.11	49.73	6	$\infty$	0.432
8100808	1.23	7.96	4.78	6.58	52.31	6	$\infty$	0.358
8100809	1.38	7.97	4.78	7.10	56.59	6	$\infty$	0.397
8100810	1.52	7.99	4.78	7.34	58.68	6	$\infty$	0.436
8100902	1.23	9.06	4.77	6.80	61.60	6	$\infty$	0.351
8100903	1.14	9.96	4.78	5.97	59.46	6	$\infty$	0.327

Tab. G-1: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen,,Serie A - GWK 1998“

test	$\Pi$	ursell	D/L	L/D	k	kd	kH
[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[rad/m]	[-]	[-]
8100814	0.078	5.451	0.031	32.073	0.277	1.322	0.318
8100815	0.087	6.040	0.031	31.891	0.278	1.330	0.358
8100901	0.096	6.088	0.033	30.531	0.290	1.389	0.413
8101308	0.066	5.595	0.028	35.465	0.250	1.191	0.239
8100811	0.090	10.529	0.023	44.323	0.200	0.954	0.231
8100812	0.107	13.812	0.021	48.369	0.183	0.875	0.234
8100813	0.116	14.771	0.021	47.807	0.185	0.887	0.261
8101401	0.072	8.281	0.023	43.988	0.201	0.960	0.185
8100802	0.129	19.260	0.018	56.194	0.158	0.755	0.210
8100803	0.140	20.526	0.018	54.998	0.161	0.772	0.239
8101309	0.114	17.292	0.018	56.753	0.156	0.746	0.182
8100804	0.131	21.639	0.016	63.062	0.141	0.672	0.166
8100805	0.148	24.599	0.016	63.646	0.139	0.667	0.184
8100806	0.188	33.273	0.014	70.039	0.127	0.607	0.187
8100808	0.171	31.275	0.014	73.677	0.121	0.580	0.149
8100809	0.214	40.774	0.013	79.704	0.112	0.533	0.154
8100810	0.249	48.276	0.012	82.649	0.107	0.513	0.163
8100902	0.222	44.112	0.012	86.755	0.103	0.492	0.126
8100903	0.190	37.055	0.012	83.741	0.106	0.505	0.121

Tab. G-2: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen,,Serie A - GWK 1998“

test	$KC_{263}$	$Re_{263}$	$\beta_{263}$
[-]	[-]	$[10^5]$	[-]
8100814	3.52	4.33	122916
8100815	3.88	4.77	122854
8100901	4.17	5.13	123163
8101308	3.49	3.89	111657
8100811	5.21	5.12	98329
8100812	5.59	5.48	98050
8100813	6.20	6.08	98087
8101401	4.70	4.32	91810
8100802	7.92	6.49	81961
8100803	8.90	7.29	81922
8101309	7.88	5.88	74559
8100804	8.76	6.13	69987
8100805	9.95	6.98	70078
8100806	10.96	7.68	70072
8100808	10.80	6.65	61575
8100809	12.36	7.60	61473
8100810	13.42	8.23	61312
8100902	11.72	6.34	54116
8100903	15.16	7.46	49197

Tab. G-3: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen,,Serie A - GWK 1998“



## Serie A - GWK 1998: Transiente Wellenpakete

test	H <sub>cyl</sub>	T <sub>z</sub>	d <sub>cyl</sub>	C <sub>cyl</sub>	L	X <sub>GPak</sub>	LF	x <sub>b</sub> -x <sub>cyl</sub>	H <sub>cyl</sub> /H <sub>lim</sub>
[-]	[m]	[s]	[m]	[m/s]	[m]	[m]	[1...6]	[m]	[-]
8092502	2.45	4.32	4.22	6.00	25.90	112	4	-0.850	0.930
8092409	2.61	4.23	4.19	6.09	25.79	115	4	-0.791	0.996
8092312	2.49	4.12	4.00	5.98	24.64	115	4	-0.750	0.995
8092207	2.52	4.11	4.00	6.01	24.67	116	4.5	1.077	1.005
8100608	2.81	4.25	4.26	6.26	26.57	120	5	> 4.2	1.047
8092803	2.58	4.31	4.15	6.08	26.17	120	5	> 4.2	0.986
8092509	2.57	4.31	4.21	6.09	26.24	120	5	> 4.2	0.970
8100604	2.55	4.64	4.02	6.17	28.61	130	5	> 4.2	0.966
8100510	2.45	4.23	4.01	6.02	25.44	120	5	> 4.2	0.964
8100607	2.57	4.32	4.26	6.12	26.43	120	5	> 4.2	0.961
8092305	2.31	4.23	4.00	5.91	24.98	114	4.5	> 4.2	0.917
8092805	2.38	4.37	4.15	6.05	26.41	120	5	> 4.2	0.904
8092508	2.36	4.33	4.21	6.02	26.07	120	5	> 4.2	0.893
8100602	2.25	4.28	4.02	5.91	25.28	120	5	> 4.2	0.886
8092503	2.28	4.38	4.22	5.91	25.91	112	4.5	> 4.2	0.863
8092506	2.19	4.38	4.22	6.04	26.43	120	5	> 4.2	0.823

Tab. G-4: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen,,Serie A - GWK 1998“

test	Π	ursell	D/L	L/D	k	kd	kH
[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[rad/m]	[-]	[-]
8092502	0.206	21.905	0.027	36.482	0.243	1.024	0.595
8092409	0.222	23.612	0.028	36.317	0.244	1.021	0.637
8092312	0.222	23.635	0.029	34.709	0.255	1.020	0.635
8092207	0.224	23.938	0.029	34.748	0.255	1.019	0.641
8100608	0.236	25.624	0.027	37.428	0.236	1.007	0.663
8092803	0.225	24.760	0.027	36.865	0.240	0.996	0.620
8092509	0.219	23.682	0.027	36.952	0.239	1.008	0.615
8100604	0.251	32.146	0.025	40.296	0.220	0.883	0.560
8100510	0.221	24.558	0.028	35.832	0.247	0.990	0.604
8100607	0.216	23.214	0.027	37.220	0.238	1.013	0.611
8092305	0.207	22.492	0.028	35.177	0.252	1.006	0.581
8092805	0.208	23.209	0.027	37.203	0.238	0.987	0.566
8092508	0.200	21.482	0.027	36.722	0.241	1.015	0.568
8100602	0.201	22.106	0.028	35.610	0.249	0.999	0.558
8092503	0.192	20.352	0.027	36.492	0.243	1.023	0.553
8092506	0.186	20.337	0.027	37.218	0.238	1.003	0.520

Tab. G-5: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen,,Serie A - GWK 1998“

test	$KC_{263}$	$Re_{263}$	$\beta_{263}$
[-]	[-]	$[10^5]$	[-]
8092502	9.28	10.53	113505
8092409	9.54	11.03	115730
8092312	9.36	11.13	118903
8092207	9.55	11.40	119367
8100608	9.46	10.92	115430
8092803	10.00	11.39	113821
8092509	9.85	11.20	113742
8100604	10.52	11.11	105672
8100510	9.57	11.09	115949
8100607	9.48	10.75	113478
8092305	9.34	10.83	115949
8092805	8.72	9.79	112231
8092508	9.03	10.21	113138
8100602	8.91	10.20	114540
8092503	9.20	10.29	111770
8092506	8.97	10.04	112000

Tab. G-6: Zusammenfassung der Versuche mit transienten Wellenpaketen, „Serie A - GWK 1998“

## Serie B - GWK 2000: Regelmäßige Wellen

test	H <sub>cyl</sub>	T <sub>z</sub>	d <sub>cyl</sub>	C <sub>cyl</sub>	L	x <sub>b</sub> -x <sub>cyl</sub>	H <sub>cyl</sub> /H <sub>lim</sub>
[-]	[m]	[s]	[m]	[m/s]	[m]	[m]	[-]
2091409	1.05	3.01	1.59	3.55	10.74	-1.30	1.017
2090801	1.13	3.98	1.52	3.74	14.91	1.03	1.056
2090807	1.35	3.99	1.52	3.54	14.20	-2.94	1.271
2091405	1.40	3.99	1.59	3.91	15.59	-1.25	1.244
2091310	1.32	3.99	1.50	3.56	14.24	-3.25	1.255
2090704	1.36	3.98	1.52	3.66	14.60	-3.11	1.270
2091901	1.46	3.99	1.66	3.83	15.31	-3.23	1.256
2091309	1.37	3.99	1.51	3.49	13.92	-4.20	1.297
2091803	1.50	4.00	1.66	3.77	15.09	-3.44	1.302
2091104	1.51	4.00	1.82	4.15	16.51	-0.95	1.186
2090609	1.34	3.99	1.51	3.61	14.54	-4.48	1.259
2090504	1.43	3.98	1.59	3.74	14.86	-3.61	1.285
2091209	1.52	3.99	1.71	4.00	16.00	-2.91	1.271
2090601	1.54	3.99	1.72	4.05	16.05	-2.08	1.275
2091204	1.54	3.99	1.76	4.16	16.63	-2.49	1.248
2091103	1.56	4.01	1.82	4.12	16.60	-2.29	1.229
2091201	1.60	4.00	1.82	4.21	16.81	-2.22	1.259
2090505	1.62	5.01	1.59	4.05	19.94	-2.90	1.382
2090603	1.69	5.00	1.71	4.12	20.39	-2.59	1.358
2090703	1.54	5.02	1.52	3.81	18.70	-3.52	1.377
2090712	1.47	5.01	1.51	3.86	19.00	-2.77	1.330
2090802	1.29	4.97	1.51	3.87	19.12	0.02	1.156
2090808	1.48	5.01	1.52	3.78	18.73	-2.80	1.332
2091108	1.68	5.01	1.80	4.22	21.17	-2.17	1.284
2091109	1.70	5.02	1.80	4.22	21.14	-2.24	1.302
2091110	1.66	5.00	1.80	4.17	20.76	-1.82	1.274
2091203	1.72	5.00	1.82	4.20	20.96	-2.71	1.304
2091206	1.66	5.00	1.76	4.10	20.49	-2.93	1.300
2091210	1.63	5.00	1.71	4.07	20.29	-3.21	1.308
2091406	1.48	5.00	1.59	3.91	19.58	-2.93	1.276
2091413	1.50	5.00	1.60	3.76	18.77	-3.46	1.295
2091804	1.56	5.00	1.66	3.76	18.78	-3.79	1.303
2091902	1.56	4.99	1.66	3.68	18.34	-3.77	1.306
2090503	1.81	5.87	1.59	4.23	24.99	-2.61	1.514
2090604	1.84	5.93	1.71	4.36	25.91	-1.19	1.430
2090610	1.71	5.86	1.51	4.02	23.38	-2.67	1.509
2090705	1.62	5.87	1.52	4.05	23.61	-1.68	1.422
2090803	1.30	5.83	1.52	3.75	22.40	0.59	1.153
2090809	1.55	5.89	1.52	4.03	23.48	-0.99	1.357
2091105	1.83	5.86	1.81	4.33	25.30	-0.74	1.354

test	H <sub>cyl</sub>	T <sub>z</sub>	d <sub>cyl</sub>	C <sub>cyl</sub>	L	x <sub>b</sub> -x <sub>cyl</sub>	H <sub>cyl</sub> /H <sub>lim</sub>
[-]	[m]	[s]	[m]	[m/s]	[m]	[m]	[-]
2091106	1.82	5.90	1.81	4.27	24.96	-0.75	1.356
2091107	1.91	5.95	1.80	4.49	26.58	-1.41	1.415
2091202	1.90	5.97	1.82	4.24	25.28	-1.26	1.407
2091205	1.84	5.96	1.76	4.34	25.80	-1.59	1.403
2091211	1.80	5.99	1.71	4.28	25.61	-2.19	1.406
2091301	1.75	5.99	1.71	4.28	25.60	-1.66	1.370
2091311	1.60	6.00	1.50	3.58	21.54	-2.72	1.431
2091314	1.60	5.86	1.49	3.84	23.12	-2.64	1.435
2091401	1.65	5.85	1.60	4.12	24.05	-1.70	1.375
2091402	1.69	5.89	1.60	4.00	23.68	-2.72	1.411
2091403	1.72	5.89	1.60	3.97	23.51	-2.97	1.437
2091404	1.62	5.92	1.60	4.06	23.98	-2.09	1.346
2091407	1.60	5.99	1.59	4.11	24.57	-1.83	1.338
2091411	1.66	5.98	1.60	4.07	24.32	-2.47	1.391
2091510	2.01	5.97	2.20	4.49	27.03	-0.59	1.248
2091802	1.72	5.99	1.66	4.04	24.18	-2.56	1.389
2091903	1.77	5.99	1.66	3.86	23.07	-2.65	1.436
2090605	1.86	6.85	1.71	4.31	28.94	-0.22	1.432
2090611	1.80	6.84	1.51	4.06	27.59	-1.58	1.571
2090804	1.33	6.97	1.52	4.00	27.89	2.10	1.155
2090805	1.78	6.80	1.52	4.02	27.30	-0.89	1.544
2090810	1.55	6.95	1.52	4.01	27.62	-0.45	1.340
2091111	1.90	6.84	1.80	4.46	30.51	-0.55	1.394
2091207	1.91	6.92	1.75	4.31	30.02	-0.79	1.443
2091312	1.71	6.98	1.50	3.71	25.79	-1.97	1.509
2091316	1.62	6.93	1.49	3.81	26.72	-1.47	1.427
2091317	1.57	6.92	1.49	3.79	26.43	-1.01	1.382
2091408	1.71	6.99	1.59	3.89	27.20	-1.22	1.419
2091412	1.78	6.91	1.60	3.78	26.45	-1.41	1.478
2091805	1.89	6.85	1.66	3.80	25.97	-1.93	1.521
2091905	1.81	6.99	1.66	3.87	27.07	-1.73	1.445
2090706	1.62	7.96	1.52	4.16	32.80	-0.74	1.378
2091208	1.87	7.91	1.75	4.17	33.07	-0.45	1.405
2091313	1.64	7.86	1.50	3.97	31.40	-1.89	1.425
2091315	1.61	7.86	1.49	3.95	31.29	-1.41	1.411
2091410	1.77	7.99	1.59	3.81	30.49	-1.77	1.456
2091906	1.84	7.99	1.66	3.77	30.06	-1.91	1.457
2090710	1.72	8.78	1.51	4.22	37.04	0.26	1.470
2090711	1.85	8.76	1.51	4.34	37.67	-0.88	1.577

Tab. G-7: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“

test	$\Pi$	ursell	D/L	L/D	k	kd	kH
[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[rad/m]	[-]	[-]
2091409	0.250	30.62	0.066	15.125	0.583	0.928	0.604
2090801	0.404	72.32	0.048	20.998	0.421	0.638	0.475
2090807	0.490	76.49	0.049	19.997	0.436	0.662	0.586
2091405	0.461	84.41	0.046	21.953	0.403	0.641	0.562
2091310	0.484	75.53	0.049	20.056	0.435	0.655	0.577
2090704	0.489	79.35	0.048	20.569	0.425	0.647	0.575
2091901	0.445	73.87	0.046	21.560	0.410	0.683	0.598
2091309	0.493	76.62	0.051	19.608	0.451	0.681	0.617
2091803	0.462	74.68	0.047	21.250	0.416	0.691	0.627
2091104	0.396	68.64	0.043	23.252	0.378	0.688	0.566
2090609	0.490	80.17	0.048	20.485	0.426	0.644	0.576
2090504	0.475	75.86	0.047	20.928	0.418	0.665	0.598
2091209	0.444	77.84	0.044	22.534	0.393	0.671	0.597
2090601	0.446	77.19	0.044	22.599	0.388	0.666	0.587
2091204	0.428	78.30	0.043	23.423	0.378	0.665	0.582
2091103	0.412	70.94	0.042	23.385	0.376	0.686	0.590
2091201	0.421	75.00	0.042	23.677	0.374	0.680	0.598
2090505	0.762	161.59	0.035	28.083	0.310	0.493	0.500
2090603	0.693	141.38	0.034	28.722	0.303	0.519	0.512
2090703	0.791	150.58	0.037	26.339	0.329	0.500	0.499
2090712	0.763	154.67	0.037	26.759	0.325	0.490	0.473
2090802	0.658	136.89	0.037	26.936	0.325	0.492	0.415
2090808	0.754	146.31	0.037	26.373	0.331	0.502	0.483
2091108	0.635	129.33	0.033	29.816	0.294	0.529	0.495
2091109	0.640	131.99	0.033	29.768	0.295	0.531	0.501
2091110	0.626	123.08	0.034	29.242	0.299	0.539	0.499
2091203	0.628	125.46	0.034	29.526	0.300	0.545	0.515
2091206	0.644	127.79	0.035	28.852	0.307	0.540	0.509
2091210	0.664	134.17	0.035	28.576	0.309	0.529	0.504
2091406	0.692	141.65	0.036	27.576	0.321	0.510	0.476
2091413	0.693	129.25	0.038	26.431	0.335	0.536	0.503
2091804	0.671	120.55	0.038	26.456	0.335	0.556	0.522
2091902	0.671	114.80	0.039	25.836	0.343	0.569	0.534
2090503	1.121	282.33	0.028	35.200	0.247	0.393	0.443
2090604	1.024	253.94	0.027	36.499	0.239	0.408	0.428
2090610	1.155	265.49	0.030	32.929	0.263	0.399	0.441
2090705	1.102	257.39	0.029	33.255	0.261	0.396	0.409
2090803	0.871	181.69	0.031	31.546	0.279	0.423	0.365
2090809	1.050	244.85	0.030	33.073	0.263	0.400	0.399
2091105	0.889	198.42	0.028	35.627	0.245	0.445	0.440
2091106	0.900	193.99	0.028	35.153	0.248	0.448	0.444
2091107	0.952	231.72	0.026	37.431	0.233	0.419	0.437

test	$\Pi$	ursell	D/L	L/D	k	kd	kH
[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[rad/m]	[-]	[-]
2091202	0.931	201.45	0.028	35.602	0.248	0.452	0.471
2091205	0.957	224.92	0.028	36.340	0.243	0.428	0.448
2091211	0.993	235.10	0.028	36.071	0.245	0.420	0.440
2091301	0.968	229.18	0.028	36.050	0.245	0.420	0.429
2091311	1.136	218.89	0.033	30.332	0.292	0.438	0.466
2091314	1.111	248.94	0.030	32.558	0.269	0.402	0.429
2091401	0.998	231.79	0.029	33.867	0.258	0.413	0.417
2091402	1.035	233.96	0.030	33.345	0.263	0.422	0.440
2091403	1.061	226.45	0.030	33.108	0.263	0.423	0.453
2091404	1.004	226.39	0.029	33.780	0.258	0.413	0.405
2091407	1.012	239.47	0.029	34.610	0.256	0.406	0.407
2091411	1.040	240.55	0.029	34.258	0.258	0.413	0.430
2091510	0.706	136.79	0.026	38.076	0.231	0.508	0.460
2091802	1.004	219.18	0.029	34.058	0.260	0.431	0.446
2091903	1.034	205.45	0.031	32.496	0.272	0.452	0.481
2090605	1.306	310.92	0.024	40.766	0.214	0.366	0.381
2090611	1.602	385.32	0.025	38.860	0.224	0.339	0.395
2090804	1.219	297.78	0.025	39.279	0.225	0.340	0.298
2090805	1.556	378.25	0.026	38.457	0.228	0.346	0.400
2090810	1.406	342.93	0.025	38.899	0.224	0.340	0.340
2091111	1.211	299.97	0.023	42.971	0.204	0.368	0.382
2091207	1.314	311.83	0.023	42.278	0.207	0.363	0.394
2091312	1.595	337.38	0.028	36.320	0.244	0.365	0.416
2091316	1.507	348.39	0.026	37.627	0.233	0.347	0.375
2091317	1.466	325.75	0.027	37.224	0.235	0.352	0.366
2091408	1.427	313.51	0.026	38.312	0.231	0.367	0.394
2091412	1.451	292.84	0.026	37.256	0.234	0.375	0.419
2091805	1.404	279.47	0.027	36.575	0.242	0.401	0.457
2091905	1.387	288.68	0.026	38.125	0.232	0.385	0.419
2090706	1.895	495.65	0.021	46.201	0.189	0.288	0.300
2091208	1.645	371.11	0.021	46.582	0.188	0.329	0.356
2091313	1.943	462.16	0.022	44.230	0.197	0.298	0.322
2091315	1.897	460.10	0.022	44.073	0.198	0.296	0.321
2091410	1.890	407.10	0.023	42.944	0.206	0.327	0.364
2091906	1.809	359.68	0.024	42.344	0.209	0.346	0.384
2090710	2.443	680.31	0.019	52.175	0.168	0.254	0.288
2090711	2.618	769.58	0.019	53.062	0.164	0.248	0.300

Tab. G-8: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“

test	KC <sub>339</sub>	Re <sub>339</sub>	$\beta_{339}$
[-]	[-]	[10 <sup>5</sup> ]	[-]
2091409	3.48	5.68	161618
2090801	5.80	7.10	122479
2090807	5.77	7.11	121943
2091405	6.86	8.42	122661
2091310	5.87	7.23	121872
2090704	5.29	6.53	122187
2091901	6.97	8.56	122656
2091309	5.18	6.35	122643
2091803	6.35	7.79	122564
2091104	5.92	7.22	121659
2090609	4.80	5.93	121680
2090504	5.74	7.08	122261
2091209	6.62	8.12	122644
2090601	5.65	6.94	122003
2091204	6.66	8.17	122667
2091103	5.69	6.92	121098
2091201	6.69	8.21	122601
2090505	8.89	8.85	97069
2090603	8.76	8.57	97458
2090703	6.03	5.81	96999
2090712	6.56	6.51	97219
2090802	8.21	8.16	98080
2090808	8.40	8.19	96864
2091108	7.82	7.73	97203
2091109	9.30	9.25	96927
2091110	8.54	8.45	97673
2091203	8.67	8.52	97942
2091206	8.85	8.70	97956
2091210	8.23	8.08	97976
2091406	9.30	9.13	97956
2091413	8.02	7.87	97878
2091804	8.87	8.71	97993
2091902	8.07	7.92	98104
2090503	11.94	9.86	82581
2090604	12.87	10.69	81867
2090610	11.31	9.56	82916
2090705	11.27	9.37	82798
2090803	10.33	8.66	83088
2090809	12.25	10.13	82266
2091105	12.26	10.27	82638

test	KC <sub>339</sub>	Re <sub>339</sub>	$\beta_{339}$
[-]	[-]	[10 <sup>5</sup> ]	[-]
2091106	12.25	10.25	82255
2091107	13.59	11.29	81693
2091202	12.31	10.11	82063
2091205	12.62	10.39	82105
2091211	12.52	10.24	81732
2091301	12.78	10.48	81811
2091311	10.70	8.75	81567
2091314	10.08	8.39	82631
2091401	11.60	9.71	82953
2091402	10.56	8.95	82630
2091403	11.27	9.36	82482
2091404	11.94	9.84	82097
2091407	11.64	9.53	81767
2091411	11.53	9.46	81911
2091510	12.62	10.42	81465
2091802	12.13	9.93	81823
2091903	12.29	10.08	81725
2090605	15.26	10.87	70631
2090611	13.68	9.76	70650
2090804	13.52	9.53	70123
2090805	13.81	9.90	71366
2090810	12.06	8.62	70065
2091111	16.62	11.85	70916
2091207	17.12	12.11	70274
2091312	14.13	9.94	70143
2091316	13.94	9.75	70076
2091317	12.71	8.93	70331
2091408	15.01	10.54	70060
2091412	15.06	10.66	70467
2091805	13.82	9.88	71544
2091905	15.60	10.97	70101
2090706	15.65	9.66	61080
2091208	19.99	12.39	61524
2091313	14.45	9.10	62032
2091315	13.32	8.21	61943
2091410	16.94	10.40	61292
2091906	16.62	10.23	61310
2090710	19.67	11.01	55466
2090711	19.76	11.05	55534

Tab. G-9: Zusammenfassung der Versuche mit regelmäßigen Wellen „Serie B - GWK 2000“

## H Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen

Als Zeitpunkt  $t = 0$  wurde der *zeroup-cross* der Messung an der Kanalwand WG1 und WG2 verwendet. Für den Vergleich werden die Rohdaten der Messungen herangezogen, die Analyse der Wellenperiode  $T_z$  basiert auf den Daten korrigiert um langperiodische Anteile, sprich den MSL.

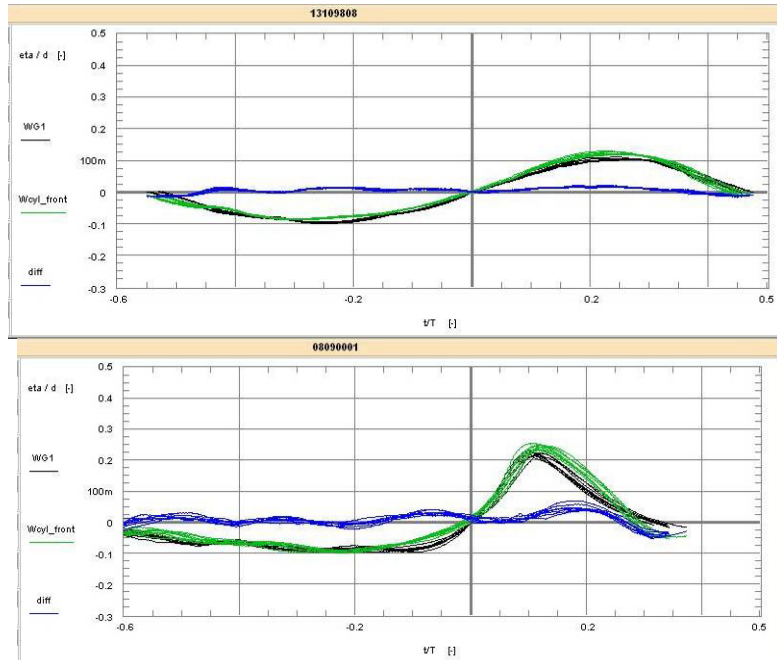


Abb. H-1: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderfront. WG1: ungestört an der Kanalwand; Wcyl\_front: Direkt an der Zylinderfront. Synchronisation der verschiedenen Wellen über ZeroUp-cross(WG1). In allen Fällen ein Wellenaufbau auf den Zylinder zu erkennen, jedoch ausgeprägter für die steileren Wellen.



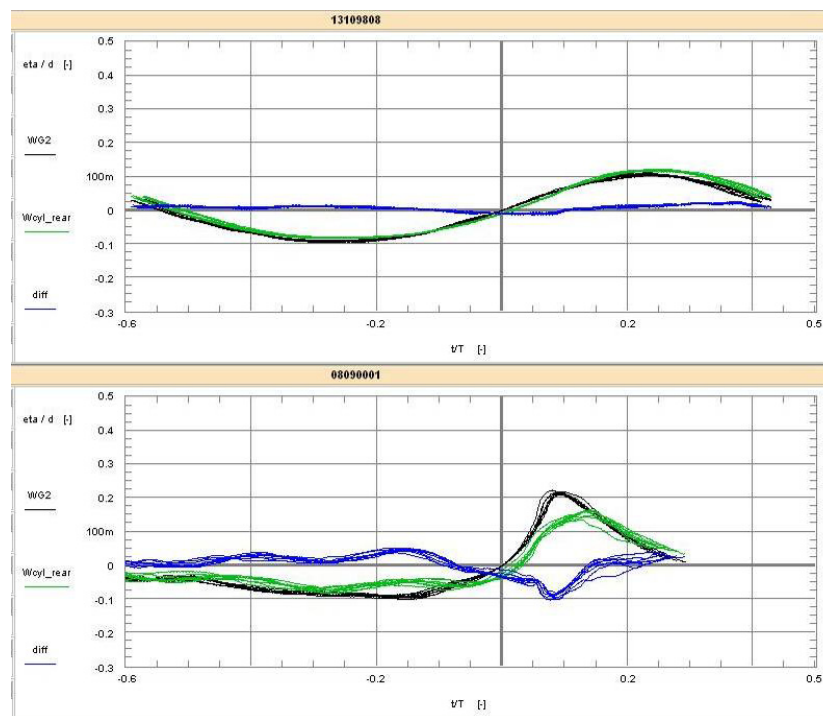


Abb. H-2: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf Höhe der Zylinderhinterkante. WG2: ungestört an der Kanalwand; Wcyl\_rear: Direkt am Zylinder. Synchronisation der verschiedenen Wellen über ZeroUp-cross(WG2). Für die Welle mit der größten Wellenlänge und geringsten Oberflächenneigung ist kein Unterschied in den Messungen wahrnehmbar. Bei den steilen Wellen kommt es entsprechend der Partikelkinematik im Wellental zu einem Wellenaufbau. Im Wellenberg ist ein signifikanter Sunk (*set-down*) erkennbar.

Die Gegenüberstellung der Messungen auf der Front- und Rückseite des Zylinders verdeutlichen den Einfluss der Struktur (Abb. H-3: ). Die Messung an der Zylinderrückseite ist hier zeitlich verschoben. Auf diesem Wege wird die Veränderung der Wellenform dargestellt. Mit zunehmender Steilheit unterscheiden sich die Wellenformen deutlich voneinander. Für die höchsten Wellen treten Differenzen bis zu einer halben Wellenhöhe auf.

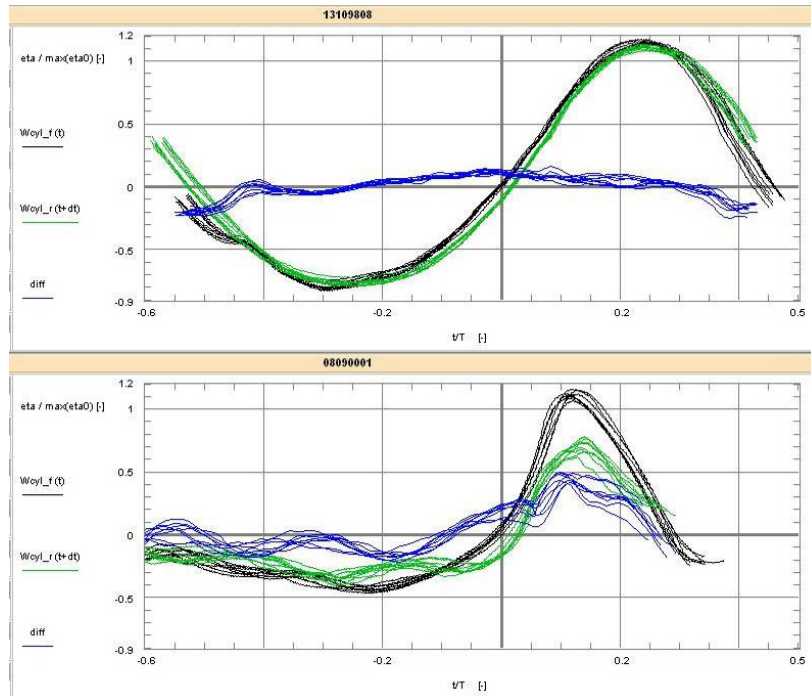


Abb. H-3: Vergleich gemessener Wasserspiegelauslenkungen auf der Zylinderfront und -hinterkante. Wcyl\_f: Direkt auf Zylinderfront. Wcyl\_r: Direkt auf Zylinderhinterkante. Synchronisation über ZeroUp(WG1) und ZeroUp(WG2), sowie  $dt = \text{ZeroUp(WG2)} - \text{ZeroUp(WG1)}$ . Mit zunehmender Steilheit unterscheiden sich die Wellenformen deutlich voneinander. Für die höchsten Wellen treten Differenzen bis zu einer halben Wellenhöhe auf.

# I Analyse benetzte Höhe und Gradient der Wasserspiegelauslenkung

In den Abbildungen Abb. I-1: bis Abb. I-4: sind die Wellen in der räumlichen Dimension dargestellt. Es sind zeitsynchron die Werte unterschiedlicher Wellenpegel an der Kanalwand aufgetragen. Zusätzlich ist die gemessene Wasserspiegelauslenkung an der Zylinderoberfläche zu sehen.

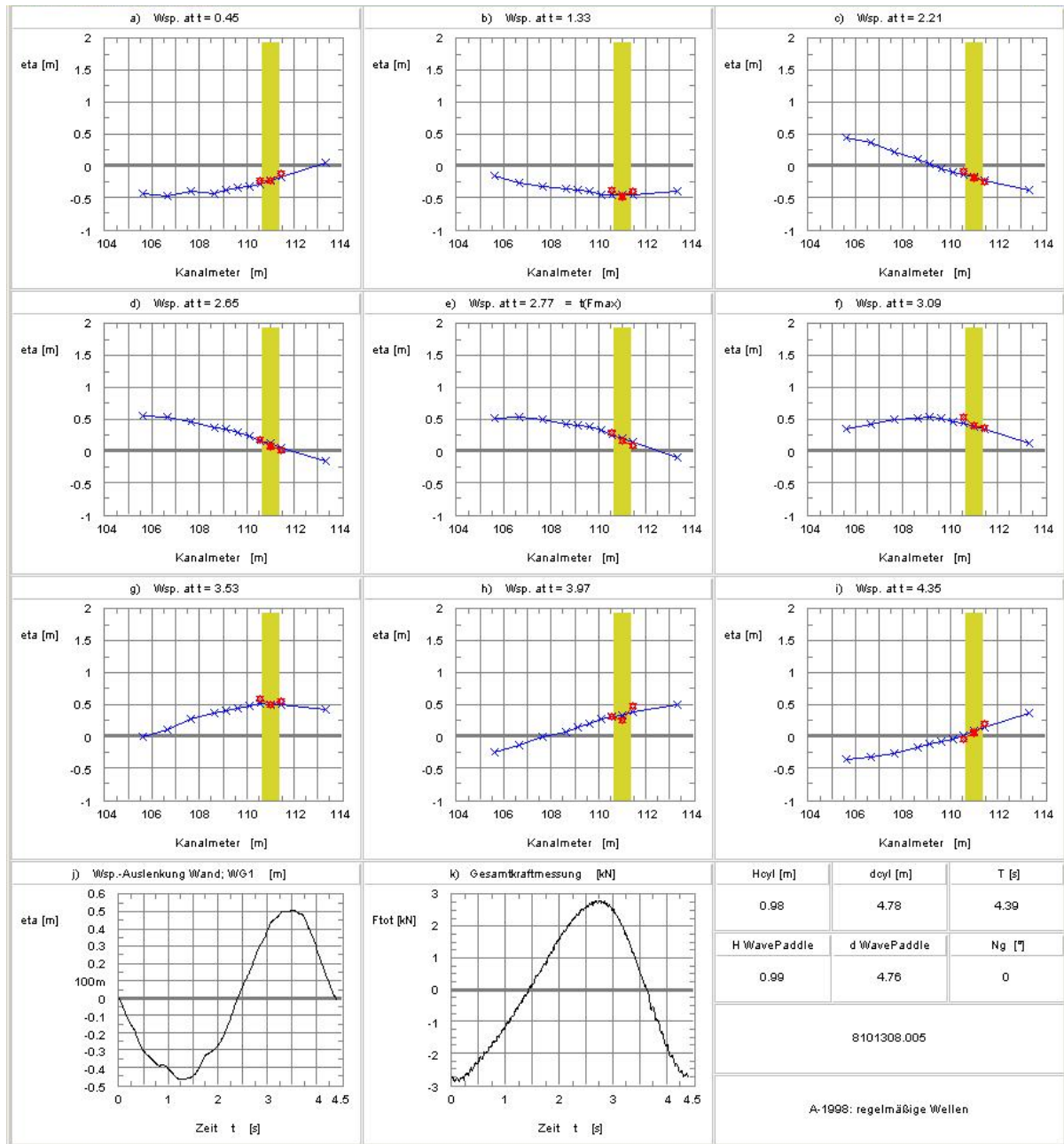


Abb. I-1: Darstellung der Welle 8101308 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder stimmt recht gut mit der Messung an der Kanalwand überein, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasseroberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6).

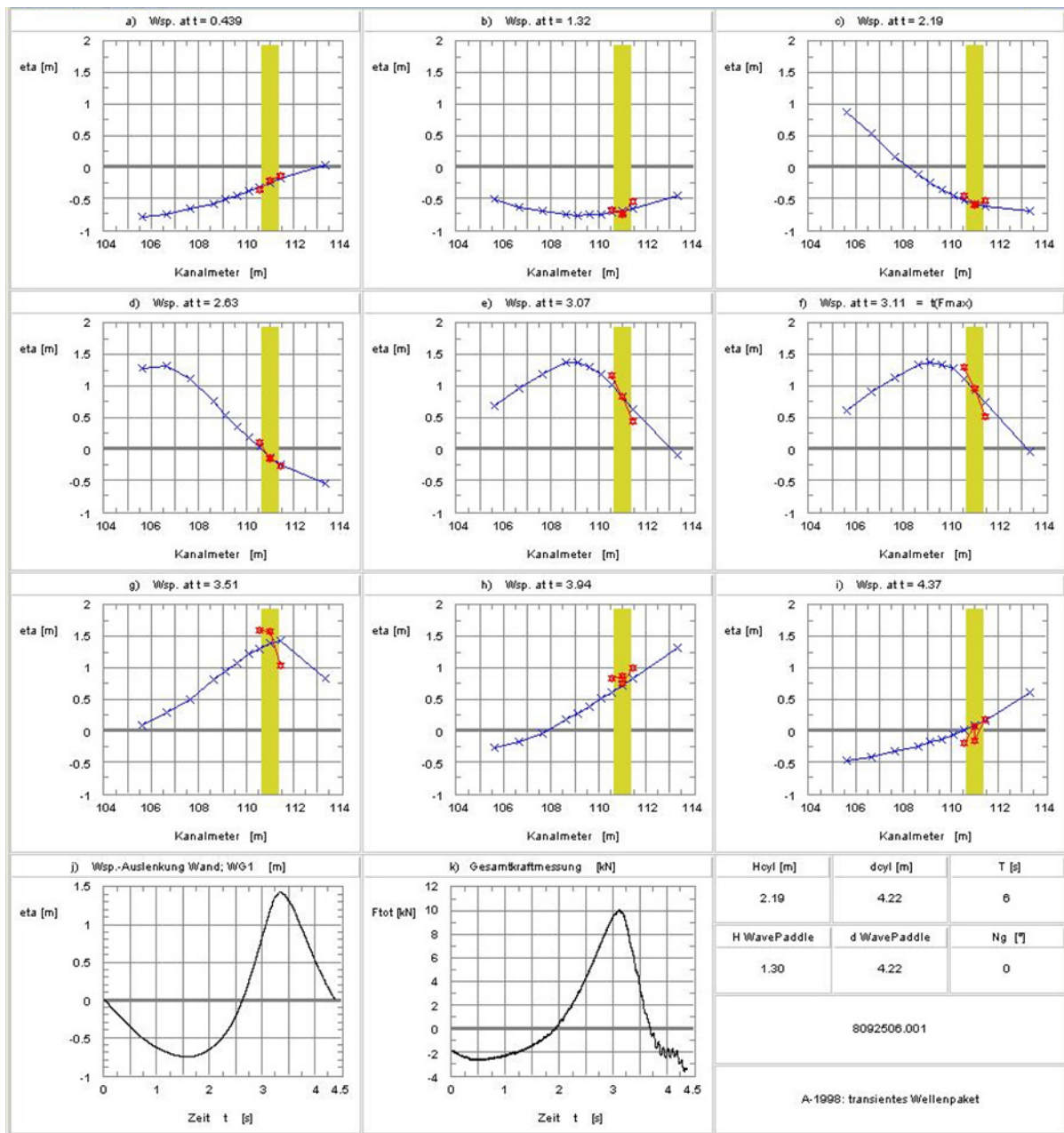


Abb. I-2: Darstellung der Welle 9092506 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder (Wcyl\_f, Wcyl\_s, Wcyl\_r) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand.  $d\eta/dD$  ca. 0.5 D, am Zylinder sogar 1D, somit ist von vernachlässigbarer Interaktion von Welle und Zylinder auszugehen. Die Neigung der Wasserspiegeloberfläche relativ zum Zylinderdurchmesser ist gering und erscheint ebenfalls vernachlässigbar für die Ermittlung der Krafteinwirkung ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transientes Wellenpaket – LF 5).

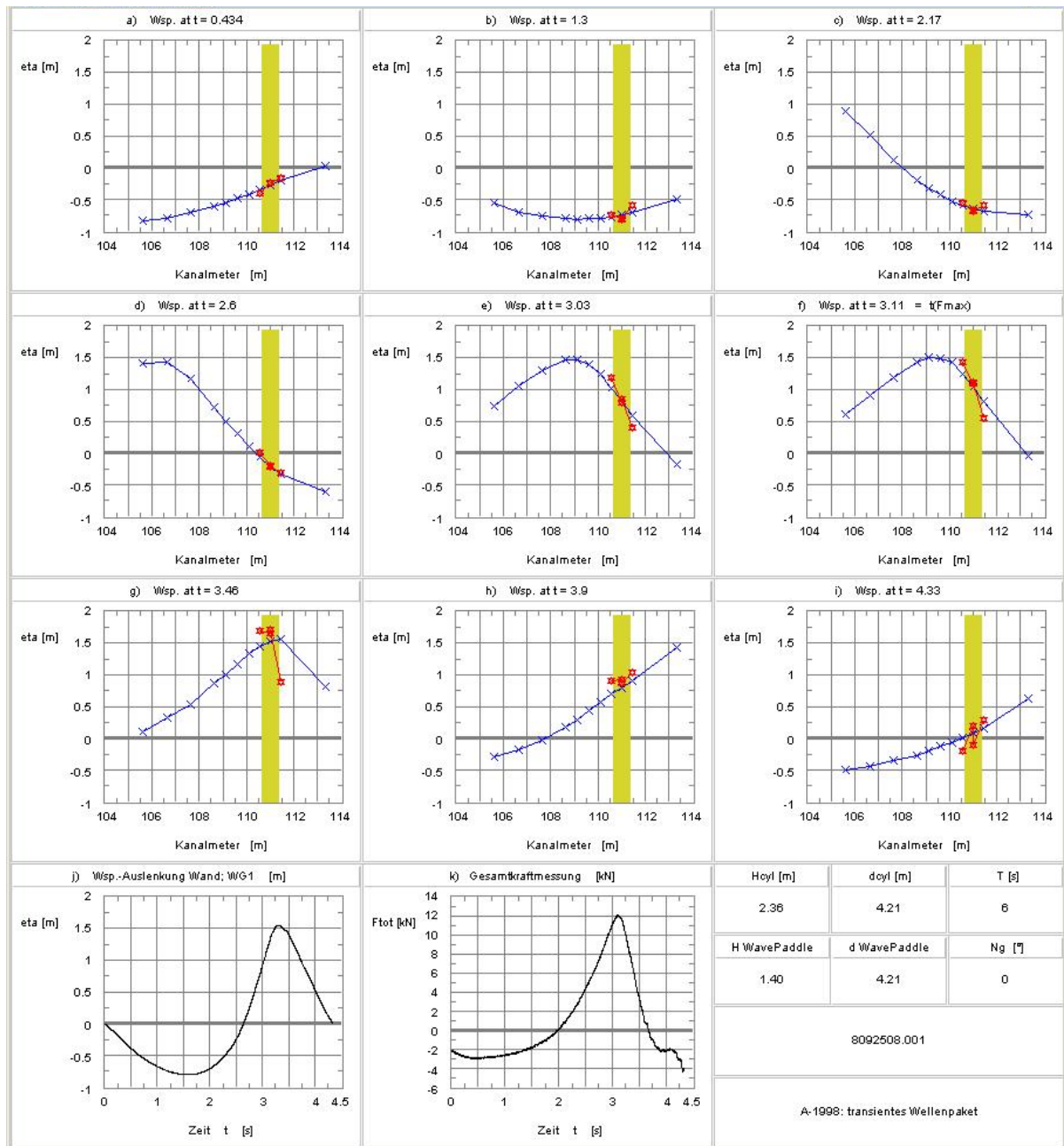


Abb. I-3: Darstellung der Welle 9092506 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Das Niveau am Zylinder unterscheidet sich aufgrund der große Steilheit im Bereich des Wellenbergs deutlich von der ungestörten Messung an der Kanalwand ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie A: transientes Wellenpaket – LF 5).



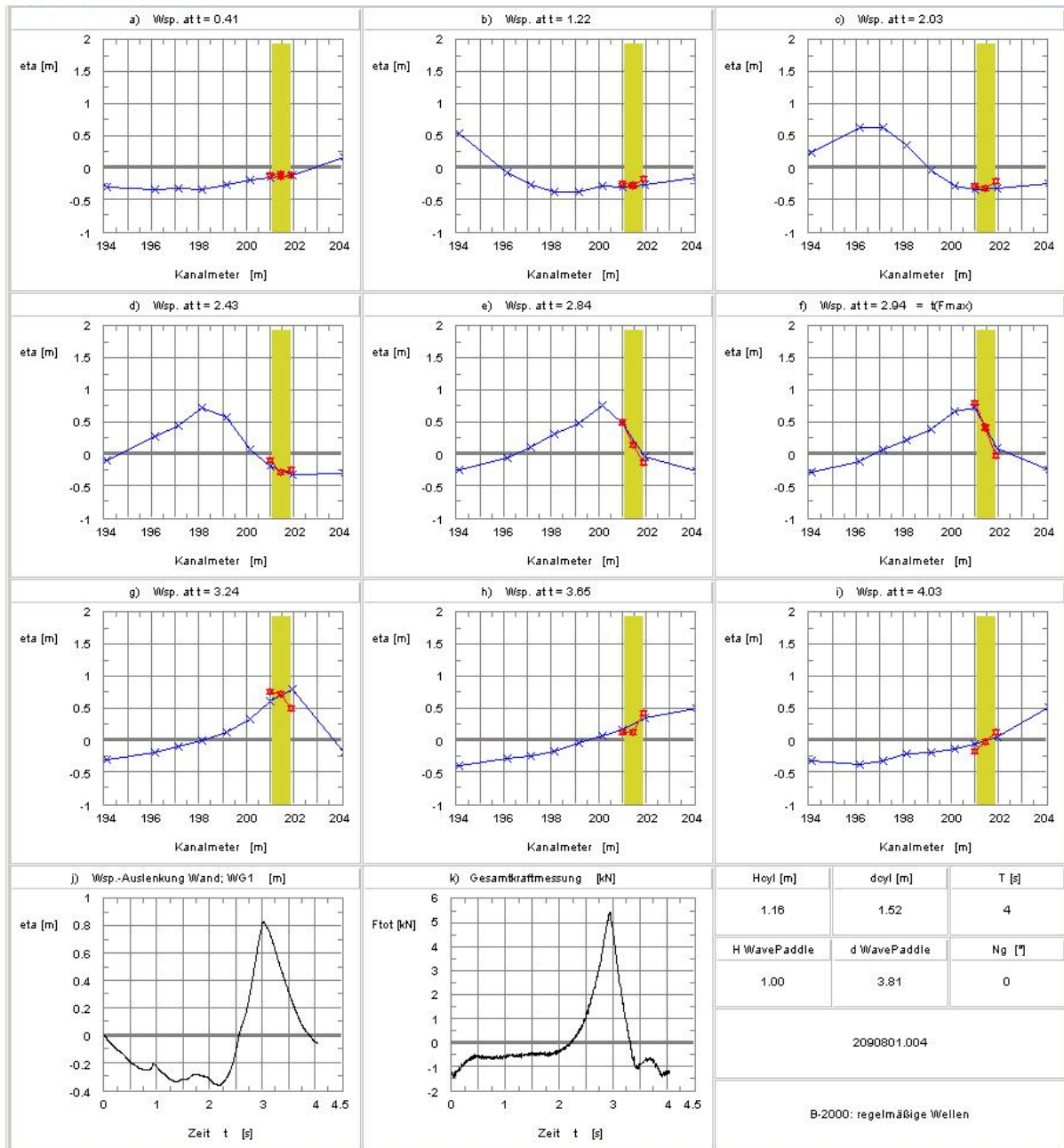


Abb. I-4: Darstellung der Welle 2090801.004 im Raum zu unterschiedlichen Zeitpunkten (blau). Die Wasserspiegelauslenkung am Zylinder ( $W_{cyl\_f}$ ,  $W_{cyl\_s}$ ,  $W_{cyl\_r}$ ) ist rot dargestellt. Der Gradient der Wasserspiegeloberfläche übersteigt den Zylinderdurchmesser, sowohl für das ungestörte Wellenfeld als auch am Zylinder ( $\alpha_{cyl} = 90^\circ$ , Serie B: regelmäßige Welle, LF 5).

## J Vergleich von Auflagerkräften und Biegemomenten

Aus den Abb. J-1: und Abb. J-2: ist ersichtlich, dass die Welle 8101308 dem linearen Ideal recht nahe kommt und die Wasserspiegelauslenkung kaum durch die Anwesenheit des Zylinders beeinflusst wird. Auch ist der Oberflächengradient recht gering im Vergleich zum Zylinderdurchmesser. Daher ist hier bei einem Verhältnis von Zylinderdurchmesser zu Wellenlänge von 0.028 die theoretische Abschätzung nach linearer Diffraktionstheorie für ein vollständig eingetauchtes Pfahlsegment zu erwarten mit  $C_M = 2.0$  (z.B. [LIGHTHILL 79], eq. 38 und [RAHMAN 98], Fig. 2). Doch werden die Extremwerte bei Verwendung dieses Koeffizienten deutlich überschätzt „MOJS\_2\_1.2“. Es sei angemerkt, dass der Einfluss der Strömungsdruckkraft auf den Extremwert vernachlässigbar ist und die Welleneinwirkung maßgeblich durch die Trägheitskraft dominiert wird. Für die Welle 8101308 liefern sowohl die untersuchten Regressionsmodelle als auch die theoretischen Wellenbeschreibungen identische Ergebnisse. Die Extrema des Biegemomentenverlaufs werden aber bei „MOJS\_LSF“ und „MOJS\_MC“ deutlich unterschätzt, so dass die Höhenverteilung der Kraft in Frage zu stellen ist.

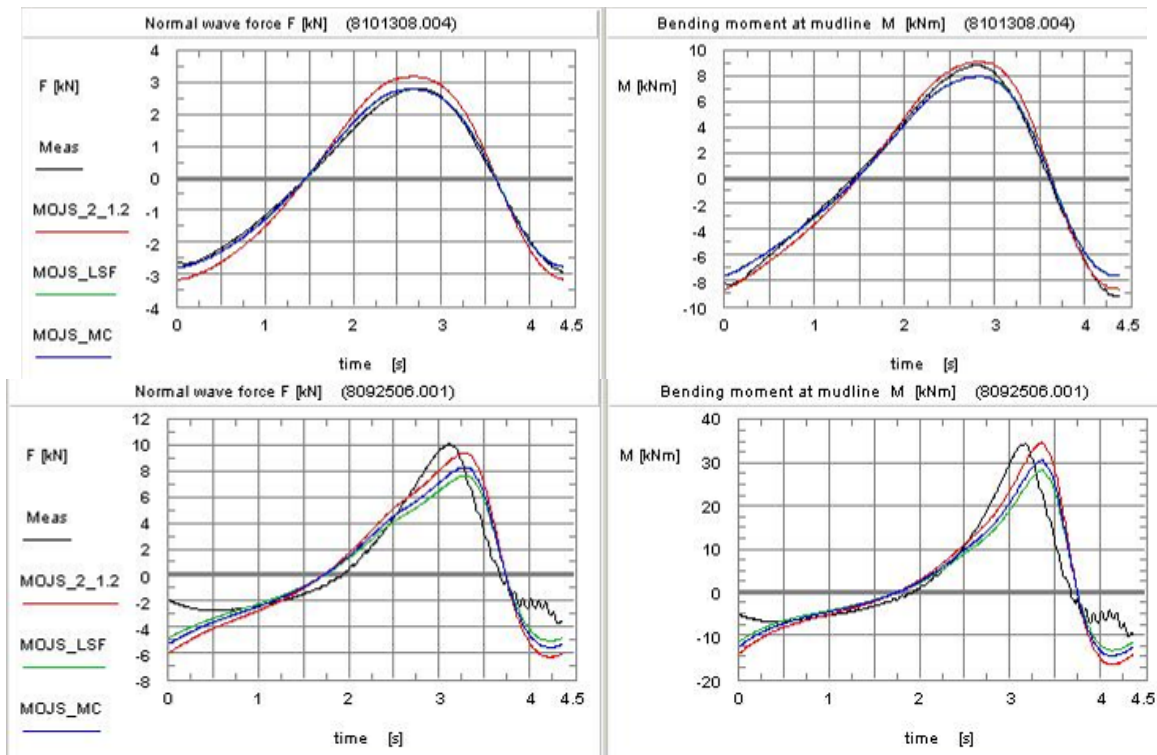


Abb. J-1: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOSJ Modell auf Basis einer periodischen Wellentheorie (Sobey-Fourier, XXXIII.; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für zwei nichtbrechende Wellen auf horizontale Sohle ( $\alpha_{\text{cyl}} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6 und transientes Wellenpaket - LF 5).

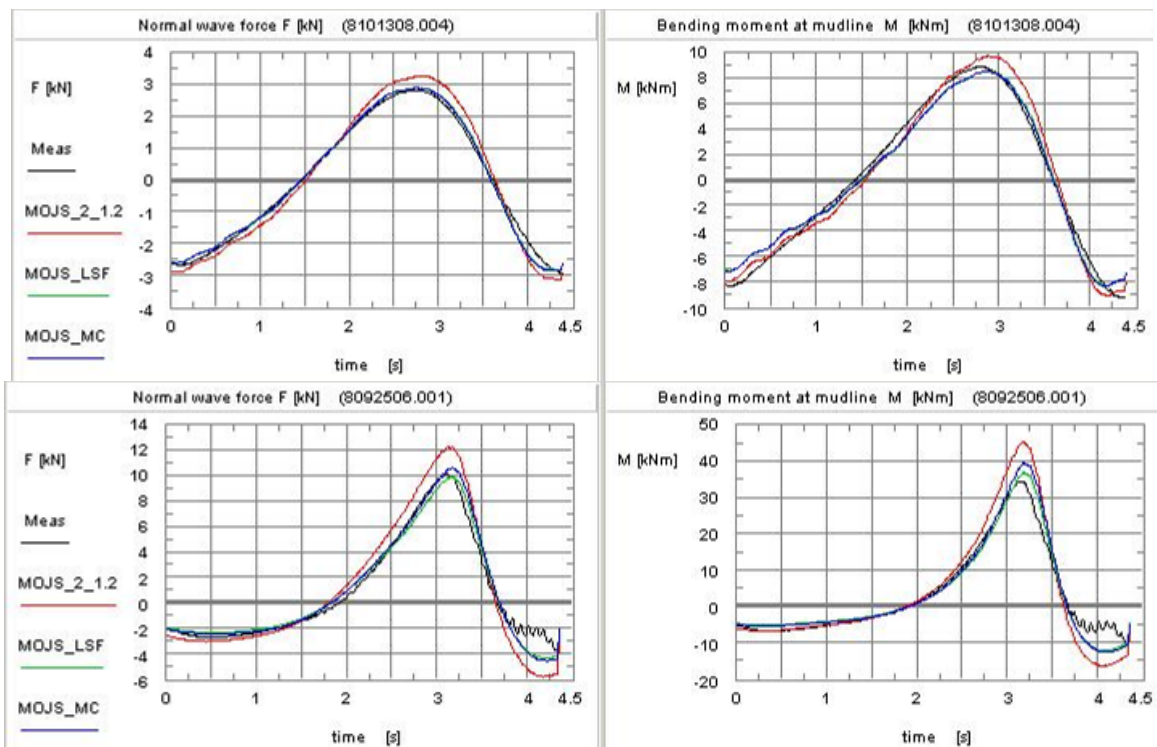


Abb. J-2: Vergleich der gemessenen Auflagerkräfte nach dem MOSJ Modell auf Basis der Methode der linearen Superposition (Airy&Wheeler; vgl. Abb. 6-8) und unterschiedlicher Kraftkoeffizienten für zwei nichtbrechende Wellen auf horizontale Sohle ( $\alpha_{\text{cyl}} = 90^\circ$ , Serie A: Regelmäßige Welle – LF 6 und transientes Wellenpaket - LF 5).

	MOJS_2_1.2		MOJS_LSF (FOURIER)		MOJS_MC (FOURIER)		MOJS_LSF (lin Superposition)		MOJS_MC (lin Superposition)	
	$C_M$	$C_D$	$C_M$	$C_D$	$C_M$	$C_D$	$C_M$	$C_D$	$C_M$	$C_D$
8101308	2.00	1.20	1.749	1.011	1.756	0.952	1.794	0.806	1.802	0.716
8092506	2.00	1.20	1.609	0.987	1.765	1.062	1.520	1.057	1.597	1.156

Tab. J-1: MOJS - Kraftkoeffizienten der Zeitreihen aus Abb. J-2: und Abb. J-1: (LSF: least square fit; MC: Maximum Correlation; vgl. 2.1.1.1.3)